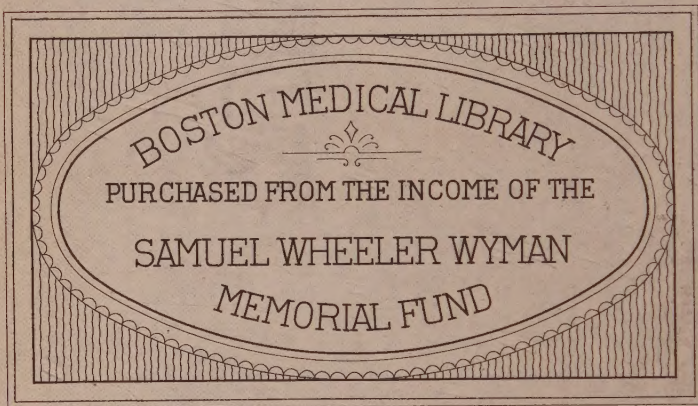


PAUL CERMAK
DIE RÖNTGENSTRAHLEN



LEIPZIG
JOHANN AMBROSIOUS BARTH

22/1/13



88.5

DIE RÖNTGENSTRAHLEN

VON

C
P. CERMAK
GIESSEN

MIT 112 ABBILDUNGEN IM TEXT

7 R 32



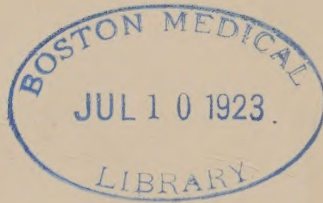
1

9

2

3

LEIPZIG · VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH



20822 Hy

Sonderabdruck aus dem
„Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus“,
herausgegeben von L. GRAETZ, München,
Bd. III.

7. R. 32

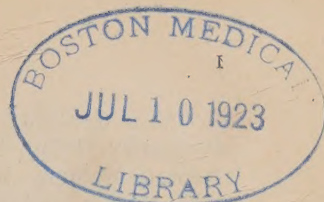
Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Historische Übersicht.	1
Die Röntgenröhren.	3
Beugung der Röntgenstrahlen	11
Ionisierung durch Röntgenstrahlen	36
Chemische Wirkungen	43
Biologische Wirkung	48
Bremsstrahlung	50
Charakteristische Strahlung	67
Absorption der Röntgenstrahlen	95
Sekundäre Elektronenstrahlung	115
Namenverzeichnis	123
Sachverzeichnis	128



Die nachfolgende Zusammenstellung über die Röntgenstrahlen und ihre Eigenschaften ist ein nur wenig veränderter Abdruck aus dem von L. GRAETZ herausgegebenem Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Sie gibt im wesentlichen nur das experimentelle Tatsachenmaterial. Die Literatur des Physikers bringt auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen allwöchentlich neue Forschungsergebnisse experimenteller und theoretischer Art. Sollte das Heft nicht zu umfangreich werden, so mußte eine starke Beschränkung des Stoffes eintreten. Aus diesem Grunde sind auch die verwandten Eigenschaften der Gamma-Strahlung nicht berücksichtigt worden.

Die Literatur ist im allgemeinen berücksichtigt bis Ostern 1922, doch standen die Ergebnisse der ausländischen Forschung der Kriegs- und Nachkriegszeit fast nur in Auszügen zur Verfügung.

Von zusammenfassenden Werken über das Gebiet der Röntgenstrahlen seien vor allem genannt:

R. POHL, Die Physik der Röntgenstrahlen (Sammlung Wissenschaft Nr. 45), Braunschweig 1912.

E. MARX, Röntgenstrahlen (Handbuch der Radiologie, herausgegeben von E. MARX, Band V, Leipzig 1919).

G. W. KAYE, X-Rays, 3. Auflage, London 1918.

R. LEDOUX-LEBARD und A. DAUVILLIER, La physique des Rayons-X, Paris 1921.

Den Herren Geheimrat Prof. Dr. W. KÖNIG, Gießen und Prof. Dr. F. DESSAUER, Frankfurt, die mir jeder eine Korrektur lasen, bin ich für manchen wertvollen Rat zu Dank verpflichtet.

P. Cermak.

Historische Übersicht.

W. C. RÖNTGEN entdeckte die Strahlen, von ihm X-Strahlen benannt, im Herbst des Jahres 1895. Sie wurden erkannt an der Aufhellung eines Bariumplatinzyanür-Schirms im verdunkelten Zimmer, und gingen aus von einer genügend evakuierten, vollkommen von undurchsichtiger Hülle bedeckten Entladungsröhre. Ihre auffallendste Eigenschaft, daß sie für Licht undurchsichtige Körper je nach der Dichte mehr oder weniger zu durchdringen vermochten, veranlaßte RÖNTGEN, seine erste Mitteilung der Physikalisch-medizinischen Gesellschaft zu Würzburg vorzulegen.

RÖNTGENS Untersuchungen, zusammengefaßt in WIEDEMANN'S Annalen Band 64, 1898, enthalten bereits alle Haupteigenschaften der neuen Strahlen: die Luminiszenzerregung, die photographische Wirkung, die ionisierende Wirkung, sie weisen als Entstehungsort den Auftreffpunkt der Kathodenstrahlen nach, zeigen, daß die Strahlen nicht gebrochen, nicht reflektiert werden, zeigen, daß die Strahlen kein einheitliches Durchdringungsvermögen besitzen, daß die Entladungsröhre ein Gemisch von weichen und harten Strahlen entsendet, daß die Strahlen an den Körpern, auf die sie treffen, diffus zerstreut werden und geben auch die Form der Röntgenröhre mit Hohlspiegelskathode und Antikathode aus Schwermetall.

Aus der überreichen Fülle von Arbeiten und Untersuchungen seien kurz jene herausgehoben, die der weiteren Forschung teils neue Bahnen wiesen, teils die Kenntnis von der Natur der Strahlen in besonderem Grade förderten.

Von der Entdeckung bis 1912. Die theoretischen Arbeiten von STOKES, WIECHERT (1896), THOMSON (1897), ABRAHAM (1903), die die Bremstheorie der Röntgenstrahlung begründeten und prüften, regten an zu den Untersuchungen über Energie und Energieverteilung der Strahlen, die von DORN 1897 eingeleitet wurden, zu den Versuchen über die Ablenkung der Strahlen in magnetischen Feldern von WALTER (1904), zu den Beugungsversuchen HAGAS und WINDS (1903), WALTER und POHLS (1909). BARKLA entdeckte 1905 die Polarisierung der Streustrahlung; diese Untersuchung bildete den Ausgangspunkt für eine große Reihe von Untersuchungen der Streustrahlung, lehrte deren räumliche Verteilung kennen, führte einerseits zur Theorie der Streustrahlung von THOMSON, andererseits zu den Untersuchungen BASSLERS über die Polarisierung der Primärstrahlen und zur Erweiterung der Bremstheorie durch SOMMERFELD (1909). Von großer Bedeutung wurde die Entdeckung der charakteristischen Strahlung durch BARKLA und SADLER (1908), sie führte zur Entdeckung der *K*- und *L*-Serien, zu WIDDINGTONS Arbeit über deren Einsetzen bei bestimmten Mindestspannungen der Kathodenstrahlen (1911) und zur Erkenntnis der selektiven Absorptionserscheinungen.

DORN fand 1900, daß jede Absorption der Röntgenstrahlen mit Elektronenemission verbunden ist; die sich anschließenden Arbeiten über die Geschwindigkeit und Verteilung dieser Korpuskularstrahlung führten einerseits zur Korpuskulartheorie BRAGGS, andererseits zur Übertragung der EINSTEINSchen Gleichung für die Energie eines durch Strahlung von bekannter Frequenz ausgelösten Elektrons auf die Emissions- und Absorptionsvorgänge der Röntgenstrahlen durch WIEN und STARK (1907). WILSONS Untersuchungen über die Kondensation an Trägern, die durch Röntgenstrahlbündel verursacht sind, klärte die Erscheinungen der Ionisation durch Röntgenstrahlen.

In mehrfacher Hinsicht war die Arbeit von WEHNELT und TRÄNKLE (1905) für das Gebiet der Röntgenstrahlen von Bedeutung; sie erweiterte nicht nur das Spektrum der Röntgenstrahlen nach der langwelligen Seite und regte damit zu immer weiteren Untersuchungen im langwelligen Röntgenstrahlengebiete an, sondern brachte auch die Erkenntnis, daß die Röntgenstrahlen bei jeder Elektronenbremsung ganz unabhängig von der Entstehungsart der Elektronen zustande kommen und bildete den Ausgangspunkt für die Konstruktion der modernen Glühkathodenröhren.

Parallel mit dieser genauen Durchforschung des Gebietes der Röntgenstrahlen ging eine entsprechend schnelle Entwicklung der Röntgentechnik¹⁾: im Bau der Induktoren und Transformatoren vom einfachen RUHMKORFFschen Induktor bis zum modernen Röntgentransformator, bei dem heute Spannungen bis zu 1000 kV durch geeignete Trennung des Prozesses der Spannungserhöhung von der Beanspruchung des Isoliermaterials erreicht werden können²⁾, in der Verbesserung der Unterbrechungsapparate, der technischen Röhren und der Meßmethoden.

Von 1912 bis zur Gegenwart. Den größten Fortschritt seit der Entdeckung der Strahlen brachte die Auffindung der Interferenzerscheinungen durch LAUE, der 1912 auf den Gedanken kam, die regelmäßige Anordnung der Atome im Kristall als Beugungsgitter für die Strahlen zu verwenden. LAUES, mit FRIEDRICH und KNIPPING ausgeführte Untersuchungen und die unmittelbar darauf von BRAGG entdeckte Interferenzreflexion der Strahlen an den Netzebenen der Kristalle erbrachten den Beweis für die Wesensgleichheit der Licht- und Röntgenstrahlen,

¹⁾ In dieser Darstellung ist aus dem Gebiete der Röntgentechnik nur die Entwicklung der Röntgenröhren behandelt. Über die anderen, weniger der reinen Physik angehörenden Gebiete und über die Meßmethoden orientieren ausführliche Leitfäden der Röntgentechnik von ALBERS-SCHÖNBERG, ROSENTHAL, DESSAUER und anderen, sowie viele Spezialabhandlungen über die modernen Meßmethoden der medizinischen Röntgenphysik, vor allem auch die Werke von KRÖNIG und FRIEDRICH (Grundlagen der Strahlentherapie 1918, SEITZ und WINTZ (Röntgentiefentherapie 1918), DESSAUER, Tiefentherapie des Karzinoms, Dresden 1922.

²⁾ F. DESSAUER, Über einen neuen Hochspannungstransformator, Verh. d. d. phys. Ges. **19**, Heft 17/18. 1917.

fürten zur Entwicklung der Röntgenspektroskopie und ihrer Methoden, erbrachten weiter den Beweis für die Raumgitterstruktur der Kristalle und wurden auch für die Nachbarggebiete der Mineralogie und Chemie von ungeahnter Bedeutung. MOSELEYS Untersuchung der Hochfrequenzspektren und ihre Weitererforschung durch STIEGBAHN und seine Schule lösten die K- und L-Reihen der charakteristischen Strahlen in die einzelnen Linien der Hochfrequenzspektren auf, führten zur Entdeckung der M- und N-Reihen, und die gleichzeitige Entwicklung der RUTHERFORD-BOHRschen Atomtheorie und ihre Erweiterung durch SOMMERFELD gewährten einen vertieften Einblick in den Aufbau der Materie. Die Entdeckung der Absorptionsbanden durch WAGNER, ihre strukturelle Auflösung durch STENSTRÖM gaben weitere Einblicke in die Vorgänge des Atominnern. Auch die Kenntnis der Bremsstrahlung wurde durch die spektroskopischen Methoden vertieft, die Höchsthfrequenz der Strahlung, die Intensitätsverteilung im Röntgenspektrum erforscht. Die Erforschung der Streustrahlung erhielt durch die Methode DEBYES und SCHERRERS neue Richtungen.

Die Röntgenröhren.

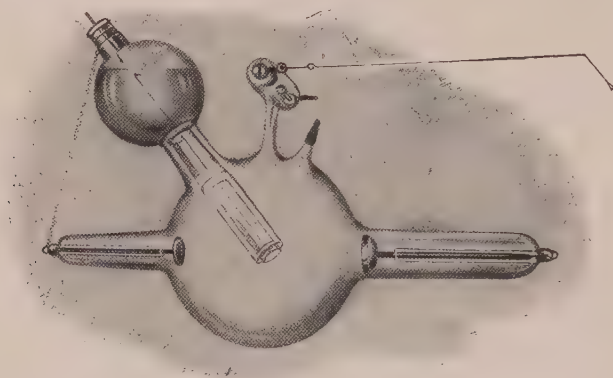
Gashaltige Röhren. Die noch heute im großen ganzen beibehaltene Form erhielt die Röntgenröhre schon vom Entdecker der Strahlen. Er und andere Experimentatoren sahen bei der Untersuchung der Strahlen, daß deren Wirkung auf dem Leuchtschirm und der photographischen Platte eindringlicher und weniger verwischt war, wenn der Quellpunkt der Strahlen nicht die Glaswand war, auf die die Kathodenstrahlen fielen, sondern ein Blech aus schwerem, hochschmelzendem Metall.¹⁾ Die Bilder wurden weiter verbessert, wenn der Quellbereich der Strahlen verkleinert wurde, die Kathode die Form des Hohlspiegels erhielt, deren Brennfleck auf dem meist verwendeten Platinblech lag. Da Platin bei der üblichen Betriebsweise der Röhren mit höchgespanntem Gleichstrom leicht zerstäubt, wenn es in hohem Vakuum auch nur kurze Zeit zur Kathode wird, so pflegt man eine besondere Anode aus Aluminium in die Röhre einzubauen, die mit der „Antikathode“ leitend verbunden wird und bei Verkehrtströmen als Kathode wirkt. Röhren, die keine Verkehrtströme durchlassen, brauchen sie nicht. Praktisch ist es gleichgültig, unter welchem Winkel die Kathodenstrahlen auf die Antikathode fallen, auch ist die räumliche Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlen um die Antikathode fast gleichmäßig. Trotzdem ist es allgemein üblich geworden, die Antikathodenfläche unter 45° gegen die Richtung der Kathodenstrahlen zu stellen und mit einem senkrecht zur Elektronenbahn liegenden Strahlenbündel zu arbeiten, weil dann das Bestrahlungsobjekt immer leicht in die Symmetrieachse gebracht werden kann und auch weil der hinter der Röhre stehende Experimentator so am besten gegen schädliche Strahlenwirkung geschützt bleibt. Die Elektroden sind auf einer möglichst weiten Strecke von einem Glasmantel umgeben, das läßt eine ruhige Entladung zustande kommen, verhindert Entladungen längs der Wand und vermindert das Flackern besonders bei harten Röhren.

Der Abstand der Kathode von der Antikathodenfläche ist im allgemeinen größer als der Radius der Hohlspiegelfläche, weil die Kathodenstrahlen erfahrungsgemäß die Fläche nur bei sehr weichen Röhren senkrecht verlassen. Gewöhnlich beträgt der Abstand das Zwei- bis Dreifache des Radius, die günstigsten Abstandsverhältnisse zu treffen, ist die Sache des Bläasers, der dabei nach der Erfahrung an der Hand des Erfolges vorgeht.

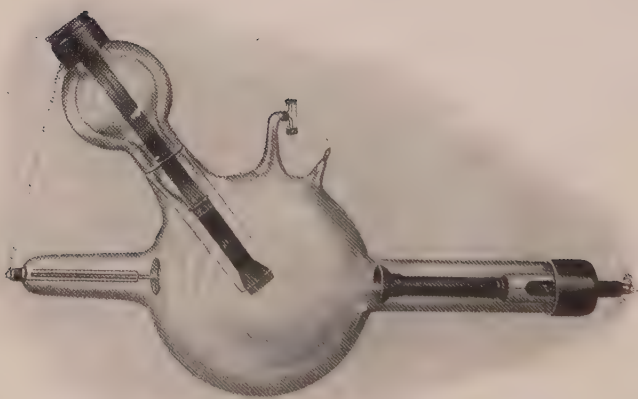
Die Kathode wird aus Aluminium gefertigt, weil dieses die geringste Zerstäubung besitzt; bei Zerstäubung wird nicht nur ein metallischer Belag auf der Glaswand erzeugt, der die Feldverteilung stört, es tritt auch starke Gasokklusion auf, die bei gashaltigen Röhren zu unerwünschter Härtung führt.

¹⁾ Zuerst beschrieben von W. KÖNIG, Verh. d. phys. Ges. zu Berlin, 15. 74. 1896 und Ber. des phys. Vereins Frankfurt a. M. 1896.

Die Antikathode der modernen Röhren ist kein einfaches Blech aus Schwermetall, sondern ein massiver Metallkörper. Dieser darf im Brennpunkt der Kathodenstrahlen nicht zum Schmelzen kommen, das würde die Punktförmigkeit der Strahlquelle aufheben, er muß also die Wärme gut ableiten. Deshalb (und wegen des Preises) nimmt man keine massiven Platinkörper, sondern dünne mit Nickel und Kupfer hinterlegte Bleche. Entweder muß dann die kräftige Kupfermasse selbst für

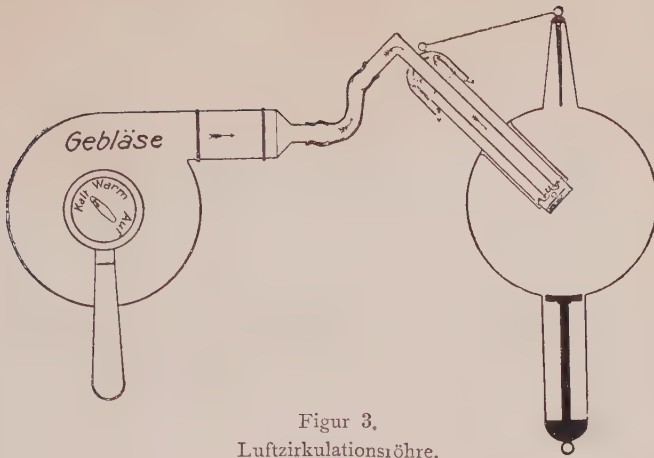


Figur 1.
Wasserkühlröhre.

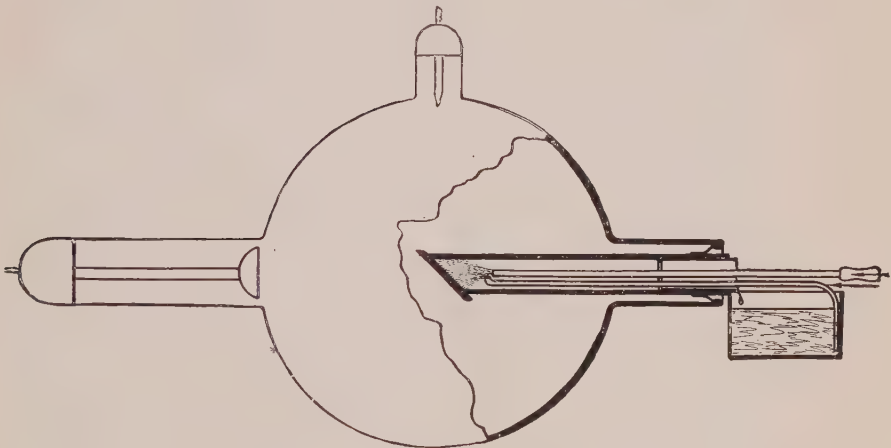


Figur 2.
Siede-(Thermos-)Röhre.

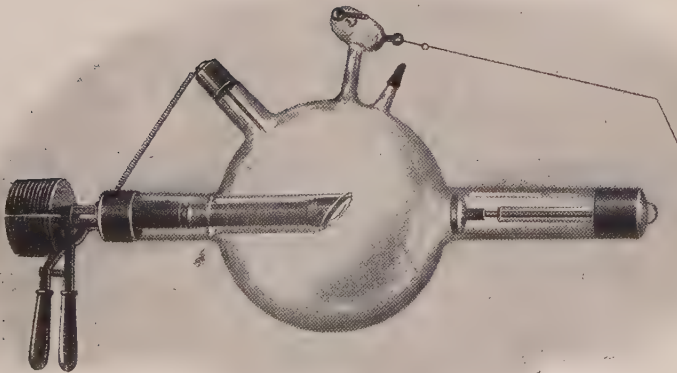
genügende Wärmeableitung sorgen, eventuell durch Zuleitung der Wärme zu größeren radiatorenartigen Flächen (GUNDELACH), oder man kühlt die Antikathode von der Rückseite her mit Wasser (Wasserkühlröhren zuerst von WALTER angegeben) (Fig. 1), oder man nutzt die große Verdampfungswärme des Wassers (Siederöhren) (Fig. 2), oder man kühlt mit Preßluft (Fig. 3), zerstäubt Wasser im Antikathodenrohre (AM-RHEIN) (Fig. 4), leitet ständig Wasser an sie heran, führt auswechselbare Kühlzangen (Fig. 5) ein, oder wendet ähnliche speziellen Zwecken angepaßte Hilfsmittel an.



Figur 3.
Luftzirkulationsröhre.



Figur 4.
Maximumröhre.

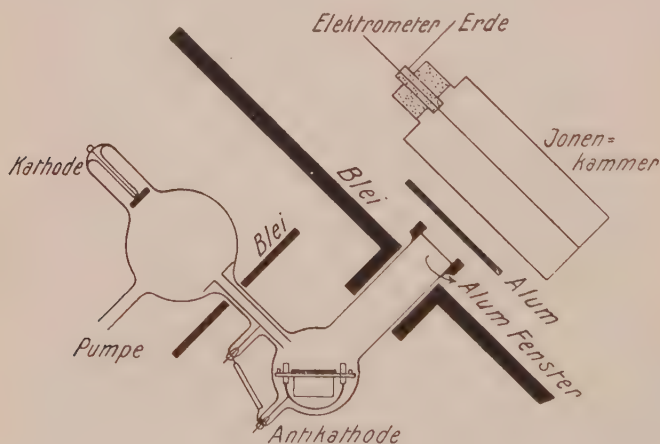


Figur 5.
Zangenröhre.

Außer der Antikathode erwärmen sich bei längerem Gebrauch auch alle andern Teile der Röhre, die Kathode durch den Aufprall positiver Ionen, die ganze Glaswand durch den Aufprall der sekundären von Antikathode und Gasmolekülen ausgehenden Elektronen. Meist genügt es, die Kathode nicht zu dünn zu machen, manchmal wird sie besonders durch Luft oder Wasser gekühlt. Die Erwärmung der Glaswand wird durch die Größe der Röhren, die jetzt im allgemeinen bis zu 10 cm Radius gebaut werden, auf ein vernünftiges Maß gebracht. Die Temperaturerhöhung muß nicht nur vermieden werden, damit die Festigkeit der Röhre nicht leide, sondern vor allem, weil bei gegebenem Betriebe der Gasdruck der Röhre konstant sein soll. Erwärmte Wände und erhitzte Metallteile atmen Gase aus, durch die Härte und Intensität der Strahlung beeinflußt wird. Diese Atmung läßt sich bis zu einem gewissen Grade vermeiden oder einschränken, wenn bei der Herstellung und Evakuierung die Röhre längere Zeit fast bis zum Weichwerden des Glases erhitzt wird und wenn auch die Metallteile schon vor dem Einfügen in die Röhre möglichst entgast werden. Trotz solcher Vorsicht ist bei den gashaltigen Röhren keine Gewißheit gegeben für ein störungsloses Arbeiten. Röhren, die aufs beste arbeiten, versagen plötzlich, veranlaßt durch geringfügige Änderungen im Erregerkreise oder durch Temperaturänderungen und können schließlich ohne erkennbaren Grund doch wieder gute Dienste leisten. Von zwei völlig gleich gebauten und gleich behandelten Röhren hält die eine ganz unglaubliche Belastungen aus, während die andere in kürzester Zeit unbrauchbar wird.

Von den Schwermetallen eignen sich nur Platin, Iridium, Osmium, Wolfram, Tantal zur Verwendung als Antikathode in technischen Röntgenröhren, nur ihre Schmelzpunkte liegen hoch genug (bei 1750, 2290, 2700, 3200, 2900°) und von diesen wieder hat Tantal das kleinste, Wolfram das größte, Platin ein mittleres Leitvermögen.

Einfluß des Antikathodenmaterials auf die Strahlung. KAYE¹⁾ untersuchte die Intensität und Art der in Antikathoden verschiedenen Materials erzeugten Röntgenstrahlen genauer. Bei weichen Röhren entstehen bei den meisten Metallen in überwiegender Menge charakteristische Strahlen, doch durchdringen diese weichen Strah-

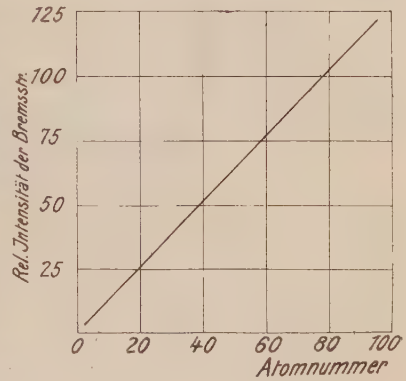


Figur 6.

lungsbestandteile nur in geringer Menge die Glaswände der Röhre. Die von der Kathode durch eine Durchbohrung der Anode kommenden Elektronen treffen bei KAYES Versuchen (Fig. 6) auf die auswechselbare Antikathode, von der die erzeugte Strahlung

¹⁾ G. W. C. KAYE, Proc. Cambr. Soc. **14**. 236. 1908.

durch ein dünnes Aluminiumfenster austreten und auf die Ionenkammer wirken kann. Ein 2 mm dicker Aluminiumschirm hielt die charakteristische Strahlung fast vollkommen zurück. Die Intensität der übrigbleibenden Bremsstrahlung fand KAYE proportional dem Atomgewicht des Antikathodenmaterials. Die Fig. 7 zeigt die relative Intensität der Bremsstrahlung bei 25 kV in Abhängigkeit von der Atomnummer (Kernzahl). Bei einer harten Röhre sind die Verhältnisse ähnlich, wie die KAYE entnommene Tab. 1 zeigt. Außer der relativen Intensität sind auch Dichte, Schmelzpunkt und Wärmeleitvermögen eingetragen. Platin, das in technischen Röhren meist verwendete Antikathodenmaterial, hat noch einen relativ niedrigen Schmelzpunkt, die Antikathoden aus Pt werden leicht „angestochen“; Tantal, Wolfram übertreffen es im Schmelzpunkt bei weitem und geben immer noch relativ hohe Strahlungsintensität, auch zerstäuben beide nicht so leicht wie Platin. Wolfram zumal mit seinem guten Wärmeleitvermögen läuft daher den Platinantikathoden den Rang ab. (Es wird vor allem in den gasfreien Röhren, gelegentlich aber auch in gashaltigen verwendet.) Je höher der Schmelzpunkt, um so genauer kann auch ein scharfer Brennpunkt eingestellt werden. Auch beste Kühlung kann nicht verhindern, daß gelegentlich bei starker Belastung und der üblichen Brennfleckgröße von 1—2 qmm die Antikathode stark angegriffen wird und örtlich bis zum Schmelzen erhitzt wird. Mikrophotographische Aufnahmen solcher Brennfleckstellen zeigen, daß die feinkörnige Struktur des Metalles verändert ist; das verflüssigte Metall erscheint von einer mechanischen Wirkung der Kathodenstrahlen zur Seite geblasen und an den Randstellen kraterartig angehäuft. Auch Rhodium hat als Antikathodenmaterial viele Verwendung gefunden, besonders bei den Untersuchungen BRAGGS.



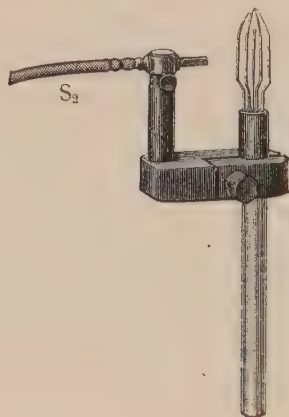
Figur 7.

Tabelle 1.

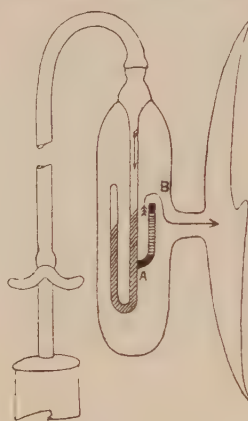
	Atom- Nummer	Rel. Int. d. Strahlen	Dichte	Schmelzp. in C°	Wärme- leitung in Kal. Grad · cm · sek
Ti	22	22	3,5	1800	—
Va	23	24	5,5	1720	—
Cr	24	25	6,5	1520	—
Fe	26	27	7,9	1530	0,14
Ni	27	30	8,9	1450	0,14
Ca	28	30	8,6	1480	—
Cu	29	33	8,9	1084	0,88
Mo	42	50	8,6	2500	—
Ru	44	53	12,3	1950?	—
Rh	45	54	12,4	1900	—
Pd	46	55	11,4	1550	0,18
Ta	73	90	16,6	2900	0,12
W	74	91	19,3	3200	0,35
Os	76	97	22,5	2700	0,17
Ir	77	98	22,4	2290	0,17
Pt	78	100	21,5	1750	0,17
Au	79	101	19,3	1064	0,17

In teilweisem Widerspruch zu den Versuchen KAYES stehen die von BRAININ¹⁾, der nur in engen Grenzen Proportionalität der Strahlung einer Glühkathodenröhre mit dem Atomgewichte der Antikathode fand, doch vermied er Eigenstrahlung nicht, da seine von Pt, W, Ag, Mo, Cu, Co kommenden Strahlen durch ein dünnes Fenster direkt in eine $2\frac{1}{2}$ m lange Ionenkammer drangen, wo sie vollständig absorbiert werden sollten. Bestätigt aber wurden neuerdings KAYES Ergebnisse durch DUANE und SHIMIZU²⁾, die bei Entladungsspannungen von 20—40 kV von Glühkathodenröhren die Intensität der Bremsstrahlung von Fe, Ni, Cu und Co proportional der Kernzahl des Antikathodenmaterials fanden.

Um den Vorgang der Selbstevakuierung, der durch die allmähliche Entgasung der Elektroden, durch die nie ganz zu vermeidende Zerstäubung und die damit verbundenen Gasokklusion bedingt wird, aufzuhalten, hat man Regeneriervorrichtungen an den Röhren angebracht. Am meisten Verwendung findet heutzutage wohl die „Osmoregenerierung“; ein in die Röhre eingeschmolzenes Palladiumröhrchen (etwa 80% Pd, 20% Pt) läßt durch seine Wand Wasserstoff ins Röhreninnere dringen, wenn es mittels einer kleinen Flamme zum Glühen gebracht wird (Fig. 8). Bei der Bauerregulierung (Fig. 9) kann Luft durch einen



Figur 8.
Osmoregenerierung.



Figur 9.
Bauerregulierung.

feinporigen Tonpfropfen dringen, wenn ein Hg-Tropfen, der das Ventil bedeckt, durch eine Druckvorrichtung zur Seite geschoben wird. Bei der Kohle- oder Glimmerregenerierung (erkennbar an Fig. 1) wird durch eine in einem Nebenröhrchen vor sich gehende Hilfsentladung aus den feinen Rissen und Spalten dieser Stoffe adsorbiertes Gas frei gemacht. Alle diese Vorrichtungen aber verlangsamen nur das Unbrauchbarwerden der Röhre, sie heben es nicht auf, da die Entgasung der Elektroden nicht rückgängig gemacht werden kann. Daher wurde ein großer Fortschritt für die Röntgentechnik und auch für die Röntgenstrahlungsforschung erzielt, als es gelang, Röhren zu bauen, die vom Gasinhalte unabhängig sind.

Gasfreie Röhren. Die neuen gasfreien Röhren, zeitlich zuerst von LILIENFELD³⁾ dann in wesentlich einfacherer Art von COOLIDGE⁴⁾ konstruiert, verzichten darauf, die Kathodenstrahlen durch die Entladung selbst zu erzeugen; in ihnen soll daher von vornherein die Luft so weit evakuiert werden, als das die heutige Pumpentechnik überhaupt nur zuläßt. Die Stoßionisation soll in der Röhre möglichst ausgeschlossen sein. Als Elektronenquelle dient ein weißglühender Metallfaden, meist eine Wolframdrahtspirale, die durch einen besonderen Heizstromkreis zum

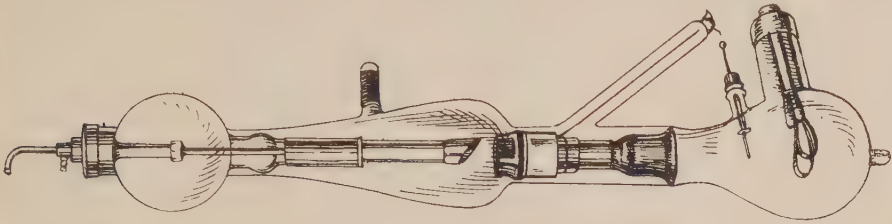
¹⁾ BRAININ, Phys. Rev. **14**. 525. 1919.

²⁾ W. DUANE und T. SHIMIZU, Phys. Rev. **14**. 525. 1919.

³⁾ J. E. LILIENFELD, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **18**. 256. 1912.

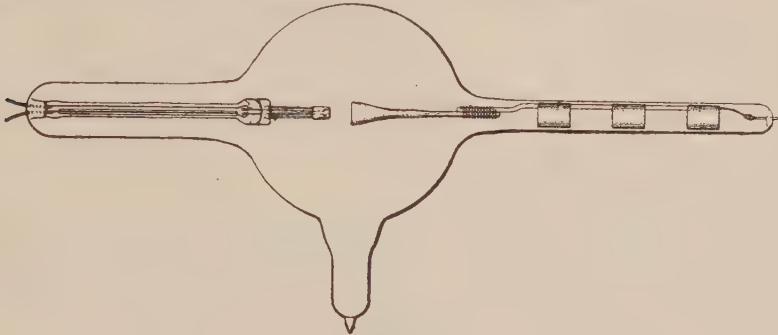
⁴⁾ W. D. COOLIDGE, Phys. Rev. **2**. 409. 1913.

Glühen gebracht wird. In der Lilienfeldröhre werden die Elektronen von einem Glühdrahtsystem, ähnlich dem unserer Metallfadenlampen in einem Vorraume erzeugt und durch einen Teil der angelegten Gesamtspannung zur Kathode hin-



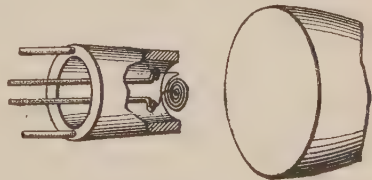
Figur 10.
Lilienfeldröhre.

geleitet, die eine Durchbohrung besitzt (Fig. 10). Meist besitzt sie eine wasser-gekühlte Pt-Antikathode. Bei der Coolidge röhre ist der weißglühende Wolframdraht in einer Molybdänhülle die Kathode der Röhre. Die Molybdänhülle mit der Kathode auf gleichem Potential hat den Zweck, die ausgesandten Elektronen zu konzentrieren und nach der Antikathode hin zu richten (Fig. 11).



Figur 11.
Coolidge röhre.

Bei einwandfreier Evakuierung der Coolidge röhre läßt sich die Intensität der Strahlung exakt regulieren durch die Temperatur der Glühspirale; die Elektronenemission weißglühender Drähte nimmt mit der Temperatur rasch zu¹⁾, bei größerer Heizstromstärke prallen also mehr Elektronen auf die Antikathode und die Intensität der Röntgenstrahlung wächst. Die Härte der Strahlen läßt sich unabhängig vom Glühzustande allein durch die angelegte Spannung, die die Geschwindigkeit der Elektronen bestimmt, einstellen. Für die Schärfe des Brennfleckes ist die Form der an der Kathode anliegenden Potentialflächen maßgebend. In unmittelbarer Nähe der Kathode ist die Elektronengeschwindigkeit noch relativ klein, die Teilchen folgen dort durchaus den Kraftlinien; in der Nähe der Antikathode, wo sie sehr hohe Wucht erreicht haben, werden sie von der Form der Potentialflächen kaum mehr beeinflußt. Deshalb ist die Form und Lage der Molybdänschutzhülle an der Kathode von großer Wichtigkeit für die Schärfe des Brennfleckes. Die Detailfigur 12



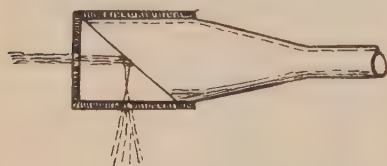
Figur 12.

¹⁾ Im besten Vakuum ist der Zusammenhang zwischen Temperatur T des Glühdrahtes und Elektronenstrom i gegeben durch $i = a \sqrt{T} \cdot e^{-b/T}$; für Wolfram sind die Konstanten $a = 23,6 \cdot 10^{-9}$ und $b = 525900$, wenn i in Ampère gemessen wird.

zeigt Glühelektrode, Molybdänhülle und Wolframklotz in größerem Maßstabe. Genaue Angaben und Versuchsreihen über die Abhängigkeit der Brennfleckengröße und -form von Anordnung der Schutzhülle und von der Entfernung zwischen Glühspirale und Antikathode finden sich in COOLIDGE'S Abhandlungen.¹⁾ Da der Wolframklotz sehr hohe Temperaturen verträgt, braucht die Entladung keine Pausen.

Die Glaswände fluoreszieren nicht, sie erwärmen sich nur durch Wärmestrahlung. Sekundäre Elektronen scheinen die Wand nicht zu treffen, weil dort ein negatives Potential herrscht, das durch positive Ionen nicht aufgehoben wird. Da positive Restatome überhaupt kaum vorhanden sind, zerstäubt auch die Kathode nicht stark. Dagegen geschieht es wohl bei starker Belastung, daß Wolfram an der Antikathode verdampft und sich auf den Glaswänden niederschlägt. Die Verdampfung darf aber nicht so stark werden, daß Stoßionisation eintritt, sonst wird die Röhre unstabil.

Es ist COOLIDGE gelungen, Röhren herzustellen, die bei Belastung mit 100 mA und 70 kV mehr als 68 Stunden ununterbrochen in Tätigkeit waren. Oft geht von



Figur 13.

der Wo-Antikathode auch außerhalb des Brennfleckes eine starke Röntgenstrahlung aus, veranlaßt durch Aufprall sekundärer Elektronen; sie stört überall, wo ein exakter Brennfleck erwünscht ist und läßt sich durch Anbringen eines „Hutes“ nach Fig. 13 beseitigen, der aus Mo besteht und durch ein Vorderloch die Kathodenstrahlen ein-, durch ein Seitenloch die Röntgenstrahlen austreten läßt. Er verkleinert

den Brennfleck auf fast $\frac{1}{6}$ der vorherigen Größe und beschränkt beide Strahlenbündel auf ein gewünschtes Maß.

Die Röhre enthält keine besondere Anode. Ohne Erhitzung der Wo-Spirale läßt die Röhre überhaupt keine Röntgenentladung zu. Von größter Wichtigkeit ist daher für die Röhre außer bester Evakuierung die vollkommene Entgasung der Elektroden.²⁾ Zu dem Zwecke wird beim Evakuieren eine starke Entladung lange Zeit durch die Röhre gesandt. Die massive Wolframantikathode darf sich, ohne daß die Röhre geschädigt würde, bis zur Gelbglut erhitzen (natürlich nicht so weit, daß sie selbst bei eventuell vorhandener Verkehrtspannung Elektronen aussendet). Bei guter Evakuierung und nicht allzu hoher Antikathodentemperatur bedarf eine solche Röhre keines Gleichrichters und kann auch direkt mit hochgespanntem Wechselstrom belastet werden.

Eine gasfreie Röntgenröhre ohne Glühkathode hat jüngst LILIENTELD³⁾ beschrieben und erprobt. Zwischen einer Wolframanode und einer Kathodenfläche von sehr kleinem Krümmungsradius (Spitze oder Schneide) in kleinem Abstände kommt bei einer Mindestspannung von 20—40 kV auch im höchsten Vakuum eine Entladung zustande. Unter dem Einflusse der hohen Feldstärke kann ein Losreißen der Elektronen vom Metalle an der scharfen Krümmung bewirkt werden. Die von der Spitze oder Schneide wegfliegenden Elektronen lösen auf der (Hohl-) Anode, wo sich kleine, punktförmige Brennflecke ausbilden, Röntgenstrahlen aus. Eine sichtbare Entladung tritt dabei nicht auf, auch bei stundenlangem Betriebe werden die Elektroden nicht verändert. Technische Erfahrungen vom Gebrauche der Röhre liegen noch nicht vor.

Die Härte einer Röntgenröhre wird gegeben durch die Spannung, die zwischen Kathode und Antikathode liegt, kann also durch die Beobachtung von Spannungsmessern und deren Ersatzmitteln beurteilt werden, etwa durch die Parallelfunkstrecke zwischen Spitze und Platte. Maßgebend für die Härte ist

¹⁾ W. D. COOLIDGE, Am. J. of Röntg., Dez. 1915.

²⁾ W. D. COOLIDGE, Phys. Rev. **1**. 409. 1913.

³⁾ J. E. LILIENTELD, Verh. d. d. phys. Ges. (3) **2**. 13. 1921.

nach neuen Untersuchungen vor allem der Höchstwert der anliegenden Spannung. Vgl. S. 51. Von den technischen Härtemessern finden in der Praxis im wesentlichen nur noch die zweimetalligen Verwendung. Sie beruhen auf der normalen Absorption des Aluminiums, die verglichen wird mit der anomalen des Silbers (vgl. S. 105). Die meist verwendeten Härtemesser sind die von BENOIST (12 Aluminiumstufen von je 1 mm Dickenzuwachs liegen im Kreise um ein Silberblech von 0,11 mm) und die von WEHNELT (ein kontinuierlicher Keil von 1—16 mm Dicke liegt neben einem Silberstreifen von 0,1 mm Dicke). Ein Skalenvergleich ergibt:

Tabelle 2.

Benoistgrade . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Wehneltgrade . . .	—	2	5	6,5	7,5	8	9	10—11	—	—	—	—
Parallelfunkten . . .	1	2	7	10	13	16	19	22	23—30	über 30		
mittleres $(\mu/\rho)_{Al}$. . .		20	8	4		2		1,5		1		0,5
Strahlung	sehr weich			weich		mittelhart		hart	sehr hart			

Die vorletzte Zeile der Tabelle enthält zum Vergleiche die mittleren Massenabsorptionskoeffizienten solcher Strahlung. Vgl. S. 96.

Der Halbwertmesser von CHRISTEN vergleicht auf dem Leuchtschirm die Strahlen hinter einer undurchlässigen Platte, in der so viel Löcher sind, daß die Hälfte der Fläche freigegeben wird, mit der gleich hell erscheinenden Stufe einer Bakelittrappe.

Beugung der Röntgenstrahlen.

Versuche zur Brechung und Reflexion. Irgendeine Verwandtschaft der Röntgenstrahlen mit dem kurzwelligen Lichte wurde von den meisten Forschern von der Entdeckung der Strahlen an vermutet, wenn es auch zunächst an exakten Beweisen fehlte. Die ausgeprägt geradlinige Ausbreitung der Strahlen, auf der ihre Verwendbarkeit zur Durchleuchtung, die eine Schattenprojektion ist, beruhte, sprach dafür, vor allem aber der Befund, daß die Strahlen weder in elektrischen noch in magnetischen Feldern abgelenkt werden konnten. WALTER¹⁾ ließ ein sorgfältig ausgeblendetes Strahlenbündel ein Magnetfeld von 19000 Gauss in 10 cm Bahnlänge durchlaufen und konnte auf einer in 1½ m Entfernung aufgestellten Platte keine Verbreiterung des Bildfleckes durch Erregung des Magnetfeldes erhalten.

Weder RÖNTGEN noch später mit den Strahlen experimentierende Forscher konnten eine Brechung der Strahlen nachweisen. Bei exakten Versuchen mit Diamant fand WALTER²⁾, daß der Brechungsexponent sicher kleiner als 1,002, GOUY³⁾ fand ihn bei Kronglas sicher kleiner als 1,00002, bei Aluminium kleiner als 1,000005, BARKLA⁴⁾ untersuchte die Brechungsverhältnisse an KBr-Prismen und fand n kleiner als 1,00005. Daß ein Brechungsexponent für Röntgenstrahlen nicht nachweisbar sein wird, ist heutzutage, wo die Kleinheit der Röntgenwellenlängen bekannt ist, schon aus der HELMHOLTZ-KETTLERSchen Dispersionsformel für durchsichtige Medien zu erschließen. Nur in unmittelbarer Nähe der Absorptionsstreifen eines Elementes könnte eine stärkere Änderung des Brechungsindex nachweisbar werden, etwa an der scharf ausgebildeten einen Seite der Absorptionsbanden, da, wo die Absorption sehr schnell von sehr kleinen zu beträchtlichen Werten wächst. Derartige Versuche sind mit spektral zerlegtem, monochromatischem Lichte, einer Coolidgeöhre mit Rhodiumantikathode, das auf ein Rhodiumprisma fiel,

¹⁾ B. WALTER, Ann. d. Ph. **14**. 99. 1904.

²⁾ B. WALTER, Naturw. Rundschau **11**. 332. 1896.

³⁾ G. GOUY, C. R. **122**. 1196; **123**. 43. 1896.

⁴⁾ C. G. BARKLA, Phil. Mag. **31**. 257. 1916; auch CHAPMAN, Proc. Cambr. Phil. Soc. 1912, S. 574.

ohne jeden Erfolg von WEBSTER und CLARK¹⁾ ausgeführt worden; ebensowenig gelang der Versuch LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER²⁾, die mit einem Zinkprisma und ähnlicher Anordnung arbeiteten. Die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen muß daher, da jeder Nachweis einer Brechbarkeit fehlt, in allen Medien gleich groß gedacht werden.

Auch eine reguläre Reflexion der Röntgenstrahlen ist nie gefunden worden. Gegenüber den Wellenlängen der Röntgenstrahlen ist auch die bestpolierte Fläche rau, nur diffuse Energiezerstreuung ist möglich. Letztere ist aber zum Unterschiede von der diffusen Reflexion des sichtbaren Lichtes auf große Tiefen wirksam und zeigt ein kontinuierliches Spektrum vollkommen gleich dem der auffallenden Strahlung.

Ältere Beugungsversuche. Beweise für eine Beugung der Röntgenstrahlen wurden zunächst von RÖNTGEN und anderen vergeblich gesucht. HAGA und WIND³⁾ machten als erste genauere Versuche über den Gegenstand. Sie ließen ein Strahlenbündel durch einen rechteckigen Spalt von 4 cm Höhe und $15\ \mu$ Breite und dann durch einen ebenso hohen, dessen Breite von 27 bis $0\ \mu$ abnahm, auf eine photographische Platte fallen. Das erhaltene mikroskopisch ausgemessene Bild war bis herab zu $7\ \mu$ keilförmig und zeigte von da an eine bedeutende Verbreiterung; die auf eine Beugungserscheinung schließen ließ. Doch wiesen WALTER und POHL⁴⁾ nach, daß diese Verbreiterung nicht reell sei, sondern auf einer optischen Täuschung beruhe, die durch die Kontrastwirkung des Randschleiers des Bildes entsteht. Sie wiederholten dann⁴⁾ mit größtmöglicher Präzision die HAGA und WINDSchen Versuche und erhielten Bilder, wie Fig. 14 eines wiedergibt. Bis herab zu Spaltbreiten von $2\ \mu$ erhielten sie keine Bildverbreiterung und konnten hieraus berechnen, daß keine periodische Strahlung von einer Wellenlänge größer als $1,2 \cdot 10^{-9}$ cm vorhanden sei. SOMMERFELD⁵⁾ hat dann nachgewiesen, daß bei diesen Versuchen — im Gegensatz zu analogen, mit sichtbarem Lichte ausgeführten — keine Verbreiterung des Bildes, sondern eine Änderung in der Intensitätsverteilung im Bilde zu erwarten sei und hat die Linien gleicher Intensität für die Impulsbreiten, bzw. Wellenlängen $\lambda = 0; 0,5 \cdot 10^{-9}$ und $4 \cdot 10^{-9}$ errechnet. P. P. KOCH konnte mit seinem Mikrophotometer⁶⁾ die besten Aufnahmen von WALTER und POHL ausmessen, die Helligkeitsverteilung in verschiedenen Spaltbreiten bestimmen und feststellen, daß sie für eine tatsächlich vorhandene Beugung der Röntgenstrahlen sprechen. Dabei ist vorausgesetzt, daß während der sechsständigen Expositionszeit die Träger der Beugungsspalte sich um nicht mehr als $\pm 0,5\ \mu$ verlagert haben und in der photographischen Schicht der Platte keine erhebliche Diffusion stattgefunden hat. In der Fig. 15 ist als Kurve *a* eingetragen der Verlauf der experimentell ermittelten Schwärzung, als *b*, *c*, *d*, zum Vergleiche, die nach SOMMERFELD zu erwartenden Schwärzungen für die beigeschriebenen Impuls-

Figur 14.

¹⁾ WEBSTER und CLARK, Phys. Rev. **8**, 528. 1916.

²⁾ R. LEDOUX-LEBARD und A. DAUVILLIER, Les Rayons X, S. 112.

³⁾ H. HAGA und C. H. WIND, Ann. d. Ph. **10**, 305. 1903.

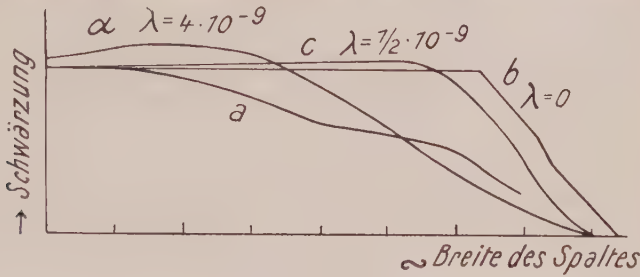
⁴⁾ B. WALTER und R. POHL, Ann. **5**, 2 715. 1908 und Ann. **29**, 331. 1909.

⁵⁾ A. SOMMERFELD, Phys. Z. **2**, 55. 1900; Ann. **38**, 473. 1912.

⁶⁾ P. P. KOCH, Ann. **38**, 507. 1912.

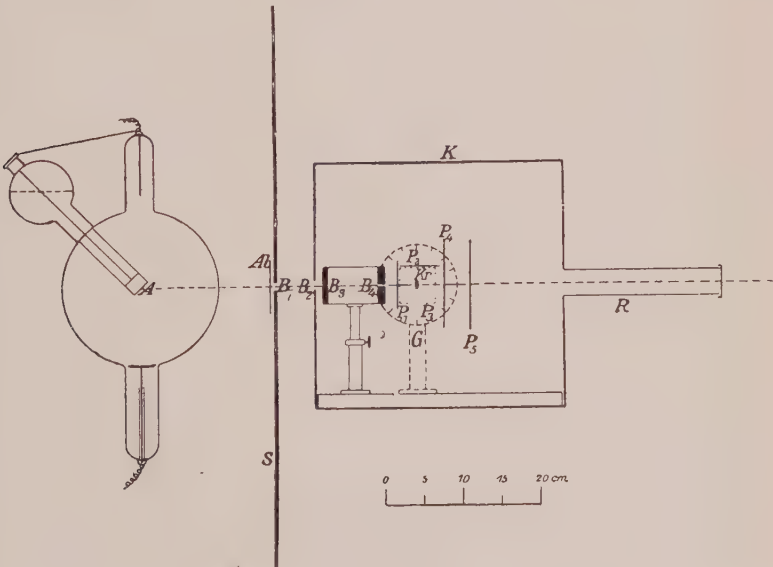
breiten. Die Wellenlänge $4 \cdot 10^{-9}$ cm schien danach am besten mit den experimentellen Ergebnissen zu stimmen.¹⁾

LAUES Interferenzversuche. Im gleichen Jahre 1912 veröffentlichte LAUE²⁾ eine von ihm angeregte Untersuchung, die er zusammen mit KNIPPING und FRIEDRICH experimentell durchgeführt hatte. Es war ihm der Gedanke gekommen, daß für



Figur 15.

die Röntgenstrahlen, wenn sie in Form langer Wellenzüge emittiert würden, dreidimensionale Raumgitter zur Erzeugung von Gitterspektren verwendbar sein müßten. Solche Raumgitter stellten nach einer schon um 1850 von BRAVAIS eingeführten Hypothese die in regelmäßigen Abständen sich anordnenden Moleküle bzw. Atome der Kristalle dar. Der Abstand dieser Kristallelemente ergab sich auf Grund von Überschlagsrechnungen aus Dichte, Atomgewicht und Zahl der Teilchen von der Größenordnung 10^{-8} cm, also gerade derjenigen Größenordnung, die aus den Versuchen von POHL und WALTER und aus den Rechnungen SOMMERFELDS für die Größenordnung der Wellenlänge der Röntgenstrahlen folgte.



Figur 16.

Die Versuchsanordnung ist schematisch aus Fig. 16 zu ersehen. Ein enges Strahlenbündel trifft nach mehrmaliger Ausblendung durch die Blenden 1—3 und

¹⁾ Eine ausführliche zusammenfassende Darstellung dieser wichtigen Beugungsversuche enthält R. POHLs Physik der Röntgenstrahlen, S. 23—37.

²⁾ W. FRIEDRICH, P. KNIPPING und M. LAUE, Sitzungsber. d. bayr. Akad. d. Wiss., math.-phys. Klasse, S. 303, 1912.

die feine Blende 4 von 0,75 mm Durchmesser und 1 cm Tiefe auf einen Zinkblendekristall von 1 cm² Fläche und 0,5 mm Dicke, der auf dem Tische eines Goniometers *G* genau justiert ist. Um den Kristall sind die photographischen Platten P_1 — P_5 auf-

gestellt. Nach einer Belichtung von mehreren Stunden zeigen die entwickelten Platten um den zentralen Durchstoßpunkt des Bündels symmetrisch liegende Schwärzungsstellen. Je nach der Härte der Röhre (6—12 Wehnelt) und der Belastung der Röhre (2—10 mA) beträgt die Expositionszeit eine bis zwanzig Stunden.

Fig. 17 zeigt ein bei senkrecht zur Würfelfläche des Zinksulfids (parallel einer vierzähligen Achse) einfallendem Strahlenbündel erhaltenes Photogramm, bei dem zu jeder Schwärzungsstelle durch Drehung und Spiegelung sich 7 zugehörige nachweisen lassen. In der völligen Symmetrie der Interferenzpunkte auf der Platte und

Figur 17.

in der Tatsache, daß das Bild sich drehte, wenn der Kristall um das einfallende Bündel als Achse gedreht wurde, fanden die Verfasser den Beweis für das Vorhandensein der bis dahin nur hypothetisch angenommenen Kristallgitter: nur diese

Raumgitter kommen für die Entstehung der Schwärzung in Frage. Eine Vergrößerung der Entfernung zwischen Platte und Kristall ändert nichts an der Anordnung der Flecke, sondern vergrößert nur das Bild. Eine leichte Neigung des Kristalles um 3 Grad gegen den einfallenden Strahl genügt aber bereits, um die Vierzähligkeit im Bilde verschwinden zu lassen. Eine weitere Drehung in diesem Sinne, bis der Strahl den Kristall parallel einer dreizähligen Achse (Oktaeder durchsetzt, ergibt ein Bild ganz anderer Symmetrie (Fig. 18) der Interferenzflecke und beweist, daß die Begrenzung des Kristallstückes ganz ohne Einfluß auf die Lage der Flecke ist. Bei Diamant als Kristall waren auch auf den Platten 2 und 3 Interferenzflecke

Figur 18.

nachzuweisen, die sonst niemals Schwärzungen aufwiesen. Aus Schwärzungsmessungen, ausgeführt mit dem HARTMANNschen Mikrophotometer, an solchen Interferenzflecken, bei denen die interferierenden Strahlen ein Aluminiumblech

vor der photographischen Platte durchdringen mußten, schlossen die Verfasser auf einen Absorptionskoeffizienten $\mu = 3,48 \text{ cm}^{-1}$, und dieser Wert deutete schon an, daß nicht im Kristall erregte charakteristische Strahlen die Interferenzflecke erzeugen, da nach BARKLAS Bestimmungen sonst μ hätte viel größer ausfallen müssen. (Vgl. S. 68.) Die Interferenzflecke des Luediagramms lassen sich nach ihrer Symmetrie in Gruppen zusammenfassen, die durch Drehung und Spiegelung ineinander übergeführt werden können. In jeder dieser Gruppen zeigen entsprechende Interferenzflecke gleiche Intensität.

LAUE hat¹⁾ die Theorie der Raumgitterinterferenzen, ausgehend von der Theorie der Kreuzgitter, gegeben und auf Grund seiner Entwicklungen den einzelnen Interferenzflecken bestimmte Wellenlängen zuordnen können; sie liegen bei $1,27$; $1,90$; $2,24$; $3,55$; $4,83 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$, bestätigten also die von WALTER und POHL, SOMMERFELD vorher erschlossene Größenordnung der Röntgenwellenlängen.

Wenn z. B. bei einem Kristalle des kubischen Systems in irgendeiner Richtung, charakterisiert durch die Richtungskosinus α , β , γ , ein Beugungsstrahl merkbarer Intensität auftritt und alle Gitterpunkte nach dieser Richtung hin mit gleicher Phase wirken, so müssen dabei die drei Bedingungen

$$a(\alpha - \alpha_0) = h_1 \lambda; \quad a(\beta - \beta_0) = h_2 \lambda; \quad a(\gamma - \gamma_0) = h_3 \lambda$$

erfüllt sein, worin α_0 , β_0 , γ_0 die Richtung des auf den Kristall fallenden Strahles bestimmen, a die Gitterkonstante, den Abstand der Zerstreuungspunkte, der Atome in Richtung der Achsen bedeutet und h_1 , h_2 , h_3 , ganze Zahlen sind. Aus diesen Gleichungen und der Bedingung, daß die Summe der Quadrate der Richtungskosinus gleich Eins ist, läßt sich für die Wellenlänge der Ausdruck gewinnen:

$$\lambda = -2a \frac{h_1 \alpha_0 + h_2 \beta_0 + h_3 \gamma_0}{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}.$$

Er zeigt, daß für jeden Interferenzfleck, bestimmt durch h_1 , h_2 , h_3 , bei gegebener Einfallrichtung auf den Kristall die Wellenlänge eindeutig festliegt. Das räumliche Gitter hat also die Eigenschaft, aus den auffallenden Wellen in einer bestimmten Richtung eine ganz bestimmte Welle abzubeugen. Die Flecke entsprechen monochromatischer Strahlung.

Ist der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und dem gebeugten gleich 2ϑ , n der gemeinsame Teiler von h_1 , h_2 , h_3 , und wird die Größe d so bestimmt, daß

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{an} \sqrt{h_1'^2 + h_2'^2 + h_3'^2}, \quad \text{so läßt sich aus den obigen Bedingungsgleichungen}$$

der Beugung und aus der Gleichung $\cos 2\vartheta = \alpha\alpha_0 + \beta\beta_0 + \gamma\gamma_0$ für die Beziehung zwischen λ und dem Winkel ϑ die Gleichung $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ ableiten.²⁾ Die Formeln lassen sich leicht für andere Kristallsysteme erweitern, wenn berücksichtigt wird, daß statt einer Gitterkonstanten a dann mehrere auftreten, und daß die Richtungswinkel der Kristallachsen als Unbekannte eingeführt werden müssen.³⁾ Die Gleichung $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ bleibt dabei unverändert, der Wert für $1/d$ aber ändert sich bei der allgemeinen Betrachtung.

Jede in das Raumgitter gelegte Ebene, auch die, welche den Winkel zwischen Einfallsstrahl und gebeugtem Strahl halbiert, ist mit Atomen, Zerstreuungspunkten, reich besetzt, sie ist eine „Netzebene“ des Kristalles; die Entstehung des abgebeugten



Figur 19.

¹⁾ M. v. LAUE, Sitzber. d. bayr. Akad. d. Wiss., math.-phys. Kl., S. 303 u. 363, 1913. Eine eingehende Darstellung der Theorie der Interferenzerscheinungen gab LAUE in der Enzyklopädie der Mathemat. Wissenschaften, Band V, (3). S. 457–487. Erschienen 1915.

²⁾ Sie wurde zuerst von W. L. BRAGG gegeben, Proc. Cambr. Phil. Soc. 17. 43. 1913.

³⁾ Näheres darüber z. B. bei A. SOMMERFELD, Atombau und Spektrallinien, 2. Aufl., S. 116 ff. und 459 ff., 1921.

Strahles kann deshalb als eine Interferenzreflexion an dieser Ebene aufgefaßt werden (Fig. 19). Für das kubische System läßt sich leicht die Gleichung dieser reflektierenden Mittelebene aufstellen:

$$(a - a_0)^2 + (\beta - \beta_0)^2 + (\gamma - \gamma_0)^2 = (x - a_0)^2 + (y - \beta_0)^2 + (z - \gamma_0)^2 =$$

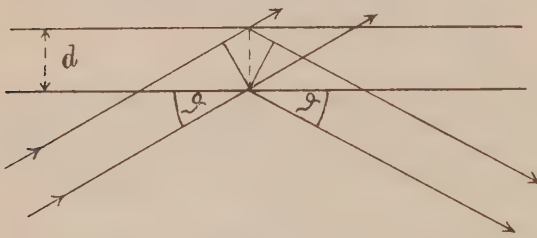
$$(a - a_0)x + (\beta - \beta_0)y + (\gamma - \gamma_0)z = 0$$

oder durch Vergleich mit den obigen Interferenzbedingungen $h_1 x + h_2 y + h_3 z = 0$. Sie, wie jede zu ihr parallele Ebene (alle Netzebenen genannt), schneidet auf den kristallographischen Achsen Strecken ab, die sich verhalten wie die Zahlen

$$\frac{1}{h_1} : \frac{1}{h_2} : \frac{1}{h_3} = \frac{1}{h_1'} : \frac{1}{h_2'} : \frac{1}{h_3'} ;$$

dabei sind h_1', h_2', h_3' durch Herausholen des gemeinsamen Teilers auf die Formel kleinster ganzer Zahlen gebracht.

Netzebenenreflexion. Faßt man so den Beugungsvorgang als Reflexion an einer Netzebene auf, so braucht die Netzebene den Kristall darum noch nicht äußerlich zu begrenzen, und gleichzeitig mit dieser einen Ebene reflektieren alle ihr parallelen Netzebenen des Kristalles. Die Reflexion ist also räumlich zu verstehen. Die Güte der Begrenzungsfläche des Kristalles spielt prinzipiell keine Rolle. Die Intensität der Interferenzbündel wird aus dem Innern des Kristalles geliefert. Da nach jeder diskreten Richtung nur monochromatische Strahlen reflektiert



Figur 20.

werden, und die anderen Frequenzen des primären Bündels den Kristall durchsetzen, ist die Reflexion eine selektive.

Der Gangunterschied zweier von verschiedenen Gitterpunkten paralleler Netzebenen aus in gleicher Richtung wirksamen Strahlen ist gegeben durch $n\lambda = 2d \sin \vartheta$, wenn d der Abstand benachbarter Netzebenen ist. Für zwei hintereinander

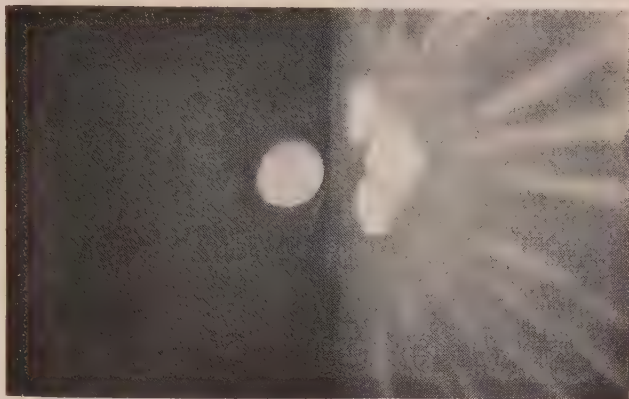
liegende Netzebenen ist die Beziehung aus der Fig. 20 ablesbar. Die oben definierte Größe d bekommt daher die Bedeutung des Netzebenenabstandes. n bedeutet bei dieser Darstellung aus dem Gangunterschiede die Ordnungszahl des Reflexionsbildes. Wiederum kann nur eine ganz bestimmte Röntgenwellenlänge λ_1 erster Ordnung oder eine zweite $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{2}$ in zweiter Ordnung usw. in einer bestimmten Richtung

reflektiert werden. Will man alle Wellenlängen einer Strahlquelle zur Reflexion bringen, so muß der Winkel ϑ kontinuierlich verändert werden. Dies führt zu den Drehkristallmethoden der Röntgenspektrometrie, die über die spektrale Verteilung des auffallenden Bündels Aufschluß geben. Läßt man eine gegebene einfarbige Strahlung an verschiedenen Kristallen oder an verschiedenen kristallographisch unterschiedenen Flächen eines Kristalles reflektieren, so erhält man Aufschluß über die Gitterkonstante der Kristalle und die Packung der Atome in Raumgitter.

W. L. BRAGG¹⁾ hat als erster die Interferenzreflexion der beschriebenen Art am Glimmer festgestellt, bald auch an Spaltflächen von Steinsalz, Gips, Quarz usw. Es genügte, ein durch Spalte ausgeblendetes Röntgenstrahlbündel unter kleinem Neigungswinkel auf eine Kristallfläche fallen zu lassen, um mit Ionenkammer oder

¹⁾ W. L. BRAGG, Nature **90**, 410. 1912.

photographischer Platte die Reflexion sicher nachweisen zu können (Fig. 21 bei Quarz). Je mehr Zerstreuungspunkte auf einer Netzebene liegen, um so größer ist die Intensität der abgelenkten Strahlung; daher sind für die Reflexion am wirksamsten jene Netzebenen, die am dichtesten mit Atomen besetzt sind und das sind gerade jene, die kristallographisch als Flächen größter Spaltbarkeit ausgezeichnet sind, sie können daher auch äußere Flächen des Kristalles sein. Doch auch an anderen, nicht so dicht mit Atomen besetzten Netzebenen erfolgt Reflexion immer dann, wenn zwischen dem Netzebenenabstand und der Wellenlänge des auf fallenden Bündels gerade die Beziehung $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ erfüllt ist.



Figur 21.

Bei der LAUESchen Kristalldurchstrahlung hat man auch bei Verwendung engster Blenden nie parallele, sondern immer schwach divergente Strahlenbündel; daher kann man die Interferenzflecke des Lauediagramms sich entstanden denken durch Reflexion an verschiedenen gelagerten und verschieden dicht besetzten Netzebenenscharen. Das auffallende, schwach divergente Bündel wird durch die betreffende Netzebenenschar in die Reflexionsrichtung konzentriert und dieses Bündel von Interferenzstrahlen wird von der photographischen Platte schief geschnitten, erzeugt also auf ihr einen elliptischen Fleck. Daß die LAUESche Deutung der Raumgitterwirkung und die BRAGGSche Deutung der Interferenzreflexion zu gleichem Endergebnis führen, haben zuerst WULFF¹⁾ und TERRADA²⁾ gezeigt. TERRADA gelang es, die LAUESchen Figuren auch auf dem Fluoreszenzschirme nachzuweisen, wenn er ein intensives Röntgenstrahlbündel von 5—10 mm Durchmesser durch einen wenig absorbierenden Kristall gehen ließ.

Die Interferenzreflexion an Kristallen gibt eine Möglichkeit, reelle Bilder von Röntgenstrahlquellen zu erhalten. Manche Kristalle erlauben, ihre Spaltflächen zu biegen. Könnte man Spaltflächen so zu einem Rotationsellipsoid biegen, daß die Quelle in dem einen Brennpunkt sich befände, so stände das reelle Bild im anderen Brennpunkt. Das läßt sich freilich nur mit Glimmer annähernd erreichen, indem er so gebogen wird, daß er dieses Rotationsellipsoid tangiert. Immerhin kann die gebogene Fläche den Drehkristall ersetzen, wie BROGLIE³⁾ zuerst vorgeschlagen hat. Der Gedanke ist von verschiedenen Autoren ausgeführt worden⁴⁾, man gewinnt bei der Ausführung an Expositionszeit, doch haben die gewonnenen Spektra wenig Wert für genaue Messungen, da der Reflexionsort beim gebogenen Kristall nicht für alle Wellenlängen an der gleichen Stelle liegt. Dagegen läßt sich die Methode der gekrümmten Spaltflächen mit Nutzen verwenden zur Untersuchung, ob die in der Natur vorkommenden gekrümmten Kristallflächen mit einer Krümmung der Raumgitter parallel gehen (Glimmer), ob sie mit Gleitung und Verwerfung der Gitter verbunden sind (Steinsalz), oder ob sie überhaupt nicht durch Biegung ent-

¹⁾ G. WULFF, Ph. Z. **14**. 217. 1913.

²⁾ TERRADA, Proc. Math. phys. Soc. Tokyo **7**. 60. 1913.

³⁾ M. DE BROGLIE, Journ. d. phys. (5) **4**. 101. 1914.

⁴⁾ H. ROHMANN, Phys. Ztschr. **15**, 510 u. 715. 1914; W. S. GORTON, Phys. Rev. **7**. 334. 1916.

standen sind (Diamant), sondern ihren Grund in bestimmten Anlagerungserscheinungen haben.¹⁾

Auch bei der LAUESchen Methode ergibt sich ein Fall reeller Bilderzeugung: Es liegen symmetrisch um das direkte Strahlenbündel Netzebenen oder Netzebenenbezirke, die die Strahlen einer bestimmten Wellenlänge nach einem ganz bestimmten Bildpunkte vereinen. Es ist vorgeschlagen worden, diese Tatsache zur Konzentrierung einfarbiger Röntgenstrahlung zu verwenden.

Intensität der Spektren. Die Intensität der Spektren verschiedener Ordnung ist erfahrungsgemäß ganz verschieden. Wenn die Art des Gitters und die Lage der Atome im Gitter bekannt sind, läßt sie sich berechnen. Je kleiner der Netzebenenabstand ist, an denen die Reflexion erfolgt, um so kleiner ist auch die Intensität, trotzdem die Zahl der reflektierenden Atome im gleichen Kristalle im ganzen gleich bleibt. LORENTZ²⁾ hat die Wirkung der Auflösungskraft des Raumgitters mit zunehmender Ordnungszahl der Reflexion errechnet, der LORENZsche Intensitätsfaktor ist proportional dem Quadrat des Netzebenenabstandes.

Die Intensität hängt aber auch von der Wärmebewegung der Atome ab, worauf schon LAUE in seiner ersten Abhandlung hinwies. DEBYE³⁾, der diese Wirkung eingehender untersuchte, konnte sie zusammenfassen in einem Intensitätsfaktor $e^{-\frac{h T x^2}{f}}$, der in jedem Ausdruck für die Stärke eines gebeugten Strahlenbündels einzuführen ist, wobei T die absolute Temperatur, h die BOLTZMANNsche Strahlungskonstante bedeuten, x umgekehrt proportional der Wellenlänge ist und die Konstante f ein Maß für die Kraft ist, durch die das Atom nach seiner Ruhelage zurückgezogen wird.

LAUE hat, auch noch die Wirkung der verschiedenen, den Kristall aufbauenden Bestandteile, Atomarten, auf die Intensität der gebeugten Strahlung berechnet und den ihrer Stellung im Raumgitter. Sein Strukturfaktor der Intensität hängt ab vom Verhältnis der beugenden Kraft der Atomarten und vom Phasenunterschiede der Strahlen, die von ihnen ausgehen.

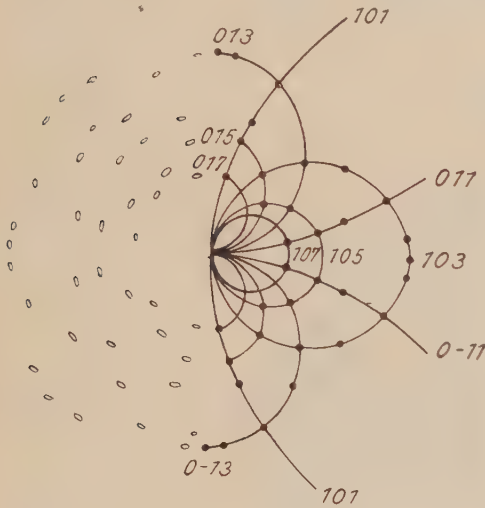
Auswertung der Lauediagramme. Die Schärfe der Interferenzflecke im Lauediagramm hängt ab von der Enge der gewählten Blenden; ihre Zahl von der gewählten Expositionszeit. Die Flecke eines Lauediagramms lassen sich leicht kreisähnlichen Ellipsen zuordnen. So das S. 14, Fig. 17 wiedergegebene Diagramm der Zinkblende dem Bild der Fig. 22. Die Ellipsen berühren alle den Durchstoßpunkt auf der Platte. Trifft etwa (Fig. 23) ein äußerst feines Röntgenstrahlbündel in der Y -Richtung auf den Kristall bei O , so liegt der Durchstoßpunkt da, wo die zu dieser Richtung senkrecht stehende photographische Platte von der Y -Achse geschnitten wird. Liegt nun eine Netzebenenschar parallel der Richtung OS senkrecht auf der $x y$ -Ebene und gehört der Punkt S der $x y$ -Ebene an, so wird das Bündel reflektiert nach P ; andere kristallographisch mögliche Netzebenen, die auch die Richtung OS enthalten, ergeben reflektierte Strahlen, die auf einem Kreiskegel um OS als „Zonenachse“ liegen. Ihre Spur auf der photographischen Platte senkrecht OY ist eine Ellipse, deren große Achse parallel der X -Richtung liegt. Auf ähnliche Weise verursachen Netzebenenscharen mit einer Zonenachse in der YZ -Ebene Interferenzbündel auf Kreiskegeln, die die photographische Platte in Ellipsen schneiden, deren große Achse parallel der Z -Richtung liegen. Enthält eine Netzebene beide Zonenachsen, so liegt der an dieser Fläche reflektierte Strahl im Schnittpunkte beider Ellipsen. Die ins Lauediagramm des Zinksulfids für den Fall, daß der einfallende Strahl parallel einer Würfelkante verläuft, eingezeichneten Ellipsen

¹⁾ P. CERMAK, Phys. Z. **17**. 405. 1916.

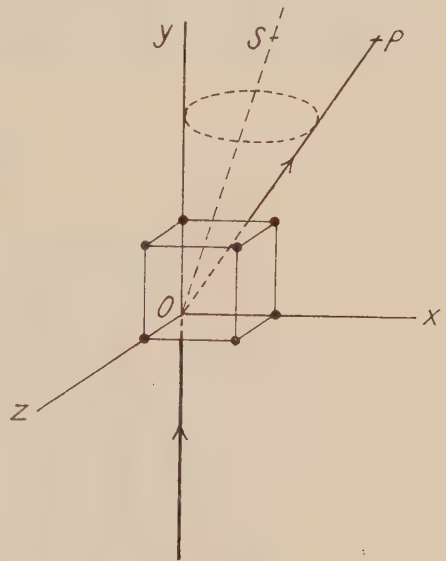
²⁾ Zusammenfassende Darstellung der Berechnung der Intensität der Spektren der verschiedenen Ordnungen bei LAUE, *Enz. d. Math. Wiss.* V, 3. Teil, Art. 24, S. 475. Auch bei A. SOMMERFELD, *Atombau*, Zusatz 3, 1. c.

³⁾ P. DEBYE, *Ann. d. Phys.* **43**, **49**, 1914.

sind bezeichnet mit den Koordinaten jenes Atoms auf der Zonenachse, das dem Koordinatenursprung zunächst liegt (Fig. 22); als Einheit ist dabei der halbe Abstand zweier Atome auf den Koordinatenachsen gewählt (weil das Raumgitter des Zinksulfids ein flächenzentrierter Würfel ist (siehe S. 25).

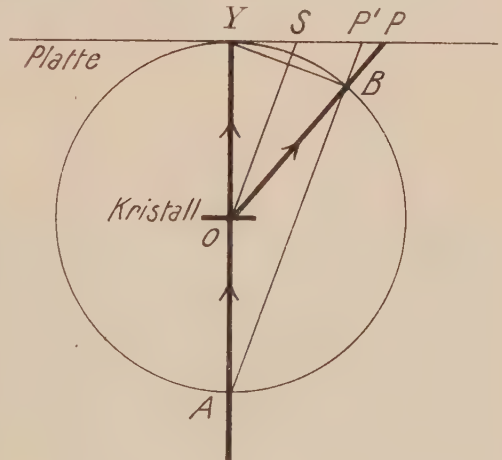


Figur 22.



Figur 23.

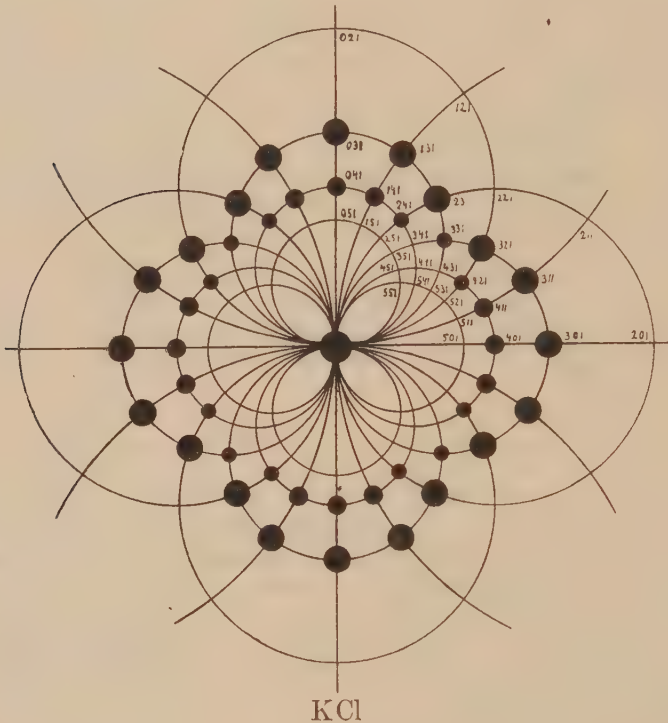
Für die Auswertung der Diagramme ist es übersichtlicher, statt der elliptisch angeordneten Flecke auf der photographischen Platte die Orte der Interferenzflecke durch stereographische Projektion anzugeben. In der Fig. 24, die senkrecht auf der photographischen Platte steht, bedeutet OS wieder die Zonenachse. Der ihr entsprechende Kreiskegel schneidet die Platte in Ellipsen; YP ist ihre große Achse. Aus einer um den Kristall mit dem Radius OY geschlagenen Kugel schneidet der Kreiskegel eine Zone aus, deren Durchmesser YB ist. Projiziert man diesen Schnittkreis mit der Kugel von A aus auf die Platte, so erhält man auch dort einen Kreis als Schnittfigur, dessen Zentrum S und dessen Durchmesser YP' ist. Bei dieser „stereographischen Projektion“ ist es leichter, den Interferenzflecken die entsprechenden Zonenachsen zuzuordnen und Schlüsse auf die Struktur des Raumgitters eines Kristalles zu ziehen.



Figur 24.

W. L. BRAGG hat die stereographische Annäherungsmethode zur Wiedergabe der einem Raumgitter entsprechenden Fleckenverteilung benutzt, als Beispiel ist in der Fig. 25 die entsprechende Darstellung des KCl wiedergegeben. Die Zahlenangaben bei den Interferenzflecken entsprechen den Größen h' , k' , l' (den MILLER'schen Indizes der in der Kristallographie üblichen Bezeichnungsart); die Größe der Punkte entspricht der relativen Intensität der beobachteten Flecke.

Nach der Mitte einer LAUESchen Figur wird die Zahl der Flecke begrenzt sein durch die kürzesten Wellenlängen, die im verwendeten Spektrum vorkommen, da jeder Fleck ein monochromatisches Bild der Strahlquelle darstellt und die Frequenzen durch die angelegte Spannung beschränkt sind (siehe S. 64). Die Intensität der Flecke ist aber außer durch die Dichte der Atome auf den Netzebenen, ihre Anordnungen und die Temperatur, auch durch die spektrale Intensitätsverteilung des auffallenden Bündels bedingt. Dazu kommt noch, daß die photo-



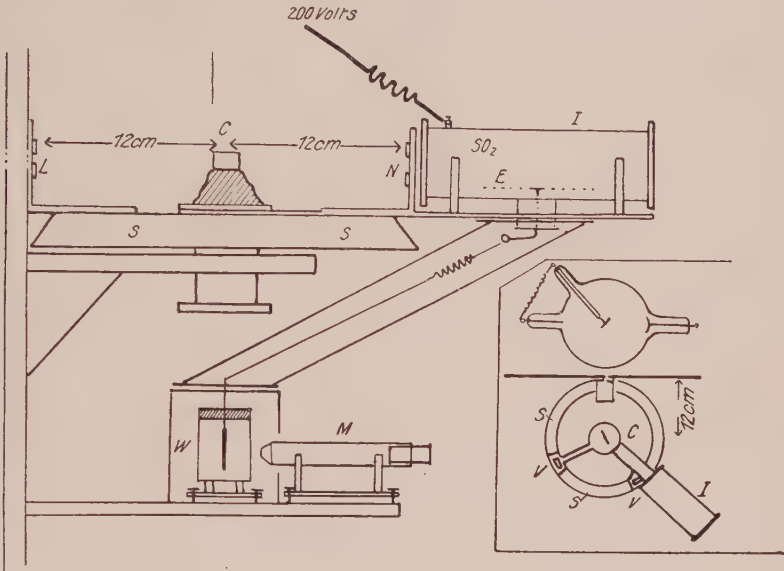
Figur 25.

graphische Schicht für gewisse Wellenlängen eine maximale, selektive Absorption aufweist. Im Falle des hier wiedergegebenen KCl haben die beiden das Rauggitter bildenden Atome fast das gleiche Atomgewicht. Wenn die Atomzahlen der Komponenten recht verschieden sind, wie das z. B. bei dem kristallographisch, sonst durchaus gleich gebautem Gitter des KBr der Fall ist, so zeigen die Lauediagramme eine andere Intensitätsverteilung der Flecke, denn es ist möglich, Netzebenen durch den Kristall zu legen, bei denen zwei benachbarte Ebenen von nur je einer Atomart mit abwechselnd ganz verschiedenem Streuungsvermögen belegt sind.¹⁾ Vgl. auch S. 24.

¹⁾ Eine kritische Darstellung dieser Einflüsse findet man bei M. v. LAUE, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **11**. 308. 1914. Vgl. außerdem W. H. BRAGG, Phil. Mag. Mai 1914; C. G. DARWIN, Phil. Mag. Febr.-April 1914; A. H. COMPTON, Phys. Rev. Jan. 1917; W. L. BRAGG, R. W. JAMES und C. H. BOSANQUET, Phil. Mag. **41**. 309. 1921; A. H. WILSON, Phys. Rev. **18**. 397. 1921. — Eine Zusammenstellung über die jetzt in der Mineralogie übliche Art der Herstellung der Laue-diagramme und über ihre Anwendung findet sich in der Laue-Festnummer der Naturwissenschaften (Naturwissensch. **10**. 399. 1922). Dort auch weitere Literatur.

Die BRAGGSche Methode der Röntgenspektroskopie.

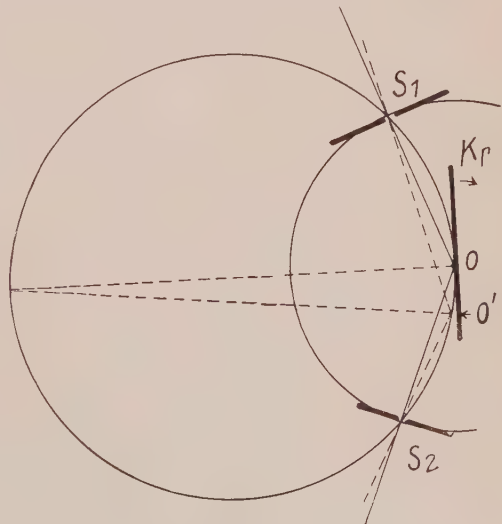
W. H. und W. L. BRAGG¹⁾ bildeten ihre Reflexionsmethode im wesentlichen an einer spektrometerartigen Anordnung durch, bei der ein Kristall an Stelle des Prismas, an Stelle des Beobachtungsfernrohres eine Ionenkammer traten. Die Strahlen der Röhre treten durch den Kollimatorschlitz (Fig. 26) L , treffen den



Figur 26.

Kristall C , dann den in gleicher Entfernung befindlichen Spalt N der Kammer, die 15 cm lang ist, 5 cm Durchmesser hat und mit SO_2 gefüllt ist. Die Innenelektrode E der Kammer ist mit einem WILSONschen Elektrometer W verbunden. Stellung des Kristalls und der Kammer sind an der Kreisteilung des Spektrometers mit Nonius V ablesbar.

Die BRAGGSche Methode hat, wenn der Abstand des Einfallsspalts S_1 vom Kristall gleich dem des Spaltes der Ionenkammer S_2 vom Kristall gemacht wird, auf die reflektierte Strahlung einen fokussierenden Einfluß. Bei kontinuierlicher Drehung des Kristalles werden die Spektrallinien, wie BRAGG schon erkannte, ganz scharf abgebildet. Fällt (Fig. 27) die Strahlung der Röhre in einem endlich breiten, schwach divergenten Bündel auf den Kristall, so wird bei der gezeichneten Stellung des Kristalles Kr gerade jene monochromatische Strahlung nach S_2 reflektiert, für die

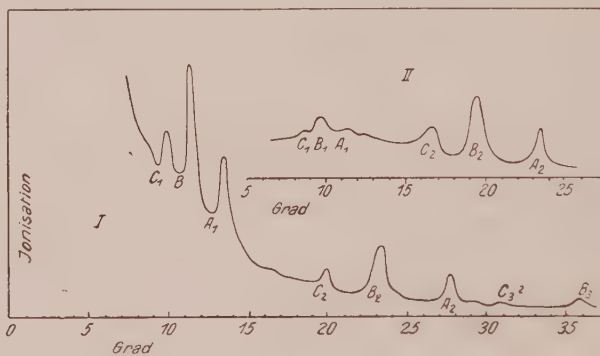


Figur 27.

¹⁾ W. H. BRAGG, Nature **91**. 205. 1913; Proc. Roy. Soc. **89**. 246 u. 430. 1914; W. H. u. W. L. BRAGG, Proc. Roy. Soc. A. **88**. 277 u. 428. 1913; W. L. BRAGG, Proc. Cambr. Soc. **17**. 43. 1913; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **11**. 346. 1914.

$n\lambda = 2d \sin \vartheta$ ist. Dreht sich nun der Kristall in der Pfeilrichtung um die Drehachse O , so kann diese Wellenlänge bei O nicht mehr reflektiert werden. Sie wird aber nach einer bestimmten Drehzeit in dem benachbarten Punkte O' reflektiert, wenn der auf diesen Punkt einfallende Strahl mit der Kristallfläche den Winkel ϑ bildet. Eine einfache aus der Figur ablesbare geometrische Überlegung ergibt, daß Reflexion dieser monochromatischen Strahlung immer nur dort erfolgt, wo die Kristallfläche den Kreis S_1OS_2 schneidet, und daß die Reflexion von diesem Schnittpunkte aus immer nach S_2 erfolgt. Dort entsteht also ein reelles Bild von S_1 in natürlicher Größe. Das ganze Spektrum aller Ordnungen bildet sich also auf einem Zylindermantel ab, der die Figur im Kreise S_1S_2 um den Drehpunkt O schneidet. Der Eintrittsspalt S_1 ist bei dieser Arbeitsweise mit divergenten Strahlenbündeln als Strahlquelle, S_2 als Bildpunkt aufzufassen. Bei genügend feiner linearer Strahlquelle kann S_1 weit genommen werden, dann bildet sich die Strahlquelle selbst auf einem in gleicher Entfernung vom Kristall befindlichen Zylindermantel ab. Andererseits kann bei sehr engem Eintrittsspalt (etwa 0,1 mm) der Spalt der Ionenkammer wegbleiben; bei Untersuchung enger Spektralgebiete mit weiter Ionenkammer kann auch die Drehung der Ionenkammer unterbleiben, jedenfalls werden dann störende sekundäre Strahlungen an den Spaltbacken der Ionenkammer die Ergebnisse nicht schädigen können.

Ermittlung der Gitterstruktur. Für jeden einstellbaren Winkel des Kristalles kann nun die Intensität des reflektierten Bündels in beliebiger Ordnung gemessen werden. So erhält man beim Steinsalz, das von den Strahlen einer Platinantikathode getroffen wird, bei der Reflexion an den Flächen (100) und (111) die in Fig. 28 wiedergegebenen Ionisationskurven I und II.



Figur 28.

An den Kurven sieht man, daß bei allen Winkeln (Abszissen) ein gewisser Betrag reflektierter Intensität vorhanden ist. Er rührt her vom kontinuierlichen Spektrum der Bremsstrahlung. Außerdem ist bei ganz bestimmten Winkeln eine besonders große Reflexion vorhanden, drei hervortretende Spitzen finden wir bei den Winkeln 9,9, 11,6, 13,6°, und diese Spitzen wiederholen sich bei den doppelten, dreifachen Winkelbeträgen. Sie sind verursacht durch drei Komponenten der Fluoreszenzstrahlung der Antikathode, durch homogene Strahlungen, und zwar stellen sie deren Reflexion in erster, zweiter, dritter Ordnung dar. Zunächst könnte vermutet werden, diese Strahlungen entstehen im Kristall, seien etwa Fluoreszenzstrahlung der ihn bildenden Atome. Doch blieben die relative Höhe und Lage der Spitzen gleich bei Wiederholung der Versuche mit anderen Kristallen, es änderte sich aber sowohl Höhe wie Lage bei Verwendung einer anderen Antikathode. Auch blieb der Absorptionskoeffizient der gleiche, wenn nur der Kristall gewechselt wurde. Diese Kurven zeigen sofort die doppelte Verwendbarkeit der BRAGGSchen Methode: Aus der Reflexionsgleichung $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ kann man bei festgehaltenem Netzebenenabstande die

Strahlungen verschiedener Antikathoden unter verschiedenen Erregungsbedingungen untersuchen; bei festgehaltener Wellenlänge kann man die Abstände der Netzebenen eines oder verschiedener Kristalle bestimmen und daraus die Raumgitterstruktur ermitteln.

Die Ionisationskurve an der Steinsalzfläche (100) zeigt die Spitze B_1 bei $11,6^\circ$, die an (111) gewonnene Kurve gibt die gleiche Spitze B bei $9,9^\circ$. Aus der Reflexionsgleichung folgt dann $\frac{d_{(100)}}{d_{(111)}} = \frac{\sin 9,9^\circ}{\sin 11,6^\circ} = 0,86$. Das ist nahezu gleich $0,866 = \frac{\sqrt{3}}{2}$.

In ähnlicher Weise erhält man $\frac{d_{(100)}}{d_{(110)}} = \sqrt{2}$ und somit für die Netzebenenabstände

$$\text{der drei Flächen: } d_{(100)} : d_{(110)} : d_{(111)} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{2}{\sqrt{3}}.$$

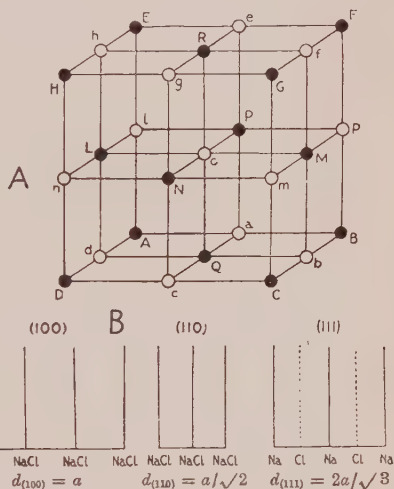
Aus den Lauediagrammen der isomorphen kubischen Kristalle der Alkalihaloide NaCl, KCl, KBr, KJ erschloß W. L. BRAGG¹⁾, daß diesen Kristallen die Struktur der Fig. 29 zukomme. Nach BRAVAIS' Annahmen sollten die Moleküle, Molekülgruppen oder Atome in den Knoten der Gitter sitzen. Nach Fig. 374 sind in den Knoten immer abwechselnd Atome des Alkalimetalls und des Halogens angeordnet. Wenn diese Struktur der Wirklichkeit entspricht, so ist beim Steinsalz der Netzebenenabstand der Fläche (100) gleich dem Abstand benachbarter Atome längs einer Würfelfkante. Jedem Atom kann deshalb ein Volum d^3 zugeschrieben werden. Seine mittlere Masse ist gleich dem mittleren Atomgewichte mal der Masse des Wasserstoffatoms und diese Zahl muß gleich sein dem Volum d^3 mal der Dichte des Steinsalzes, also

$$\frac{23 + 35,5}{2} \cdot 1,64 \cdot 10^{-24} = 2,17 \cdot d^3,$$

woraus der Netzebenenabstand $d_{(100)} = 2,81 \cdot 10^{-8}$ cm und damit auch die Gitterkonstante des NaCl gewonnen ist.

Nach Ermittlung dieses Wertes lassen sich sofort die Wellenlängen der Fluoreszenzstrahlen des Platins aus der Winkellage der Spitzen in der Reflexionskurve errechnen.

MOSELEY und DARWIN²⁾ untersuchten die Reflexion nach einer sehr ähnlichen Methode. Sie verwendeten einen engeren Spalt als BRAGG und konnten bei exakter Einstellung der Kristallstücke die aufeinanderfolgenden Ablesungen in engerem Winkelbereiche vornehmen und zwar von Minute zu Minute. Sie fanden die Reflexionskurven BRAGGS beim Steinsalze bestätigt, konnten aber wegen ihrer größeren Auflösung nachweisen, daß z. B. Spitze B nicht einfach, sondern doppelt war. (Zum Nachweis der geringen Intensitäten in reflektierten Bündel benutzten sie eine besonders empfindliche Ionenkammer kleinen Plattenabstandes (28 mm). Die Röntgenstrahlen trafen die eine der Platten, lösten an ihr Elektronen aus und ein Feld von 800 Volt zwischen ihnen steigerte durch Stoß die Ionisierung auf den etwa 50 fachen Betrag.) A. H. COMPTON³⁾ hat die BRAGGSche Versuchsanordnung



Figur 29.

¹⁾ W. L. BRAGG, Proc. Roy. Soc. **89**. 248. 1913.

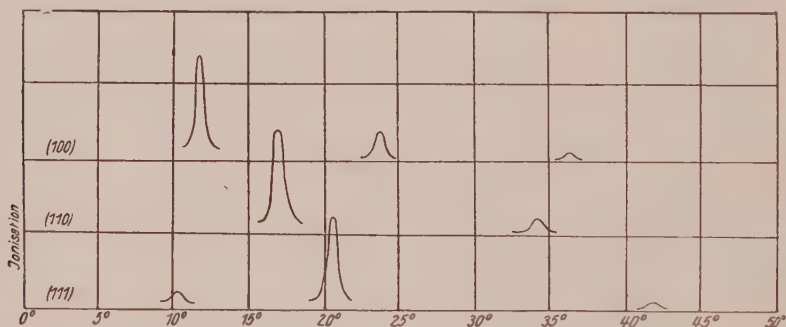
²⁾ H. G. J. MOSELEY und C. G. DARWIN, Phil. Mag. **26**. 210. 1913.

³⁾ A. H. COMPTON, Phys. Rev. **7**. 646 u. **8**. 703. 1916.

zu einer selbstregistrierenden Methode ausgebildet. Kristall und Ionenkammer werden kontinuierlich gedreht, letztere mit doppelter Geschwindigkeit; eine besondere Ionenkammer verzeichnet auf der gleichen Trommel alle Schwankungen der Röhre.

Das Röntgenspektrometer nach BRAGG gibt ein im allgemeinen bequemerer Mittel zur Untersuchung der Kristallstruktur als das ursprüngliche LAUESCHE Verfahren. Aus der Winkelmessung läßt sich der Netzebenenabstand aller einfachen Kristallflächen bestimmen und aus der Kenntnis dieser Abstände läßt sich dann die Struktur des Raumgitters auffinden, sobald die Einheit des betreffenden Raumgitters erkannt wird. Wenn ρ die Dichte des Kristalls, M seine Molekülmasse, V das Volumen des Gitterelementes und N die darin enthaltene Molekelzahl, so gilt $V \cdot \rho = N \cdot M$; aus der Winkelmessung wird also N zu finden sein. Es bleibt aber noch zu untersuchen, wie in jeder Raumgittereinheit die Atome angeordnet sind. Diese Anordnung kann aus der Intensität der Reflexion in den verschiedenen Ordnungen des Spektrums gefunden werden. Die Intensität der verschiedenen Ordnungen wird durch die Anordnung genau so beeinflusst wie etwa in einem Liniengitter der Optik sich Unterschiede in der Strichintensität in der Intensität der Spektren verschiedener Ordnung ausweisen.

Zu solcher Intensitätsmessung ist natürlich eine Röntgenstrahlung um so geeigneter, je homogener sie ist, weil sonst in den Ionisationskurven geringe Intensitätsmaxima verdeckt werden können. W. H. und W. L. BRAGG benutzten die K-Strahlen einer Rhodium- oder Palladiumantikathode. Die mit Pd-Strahlen gewonnenen Ergebnisse beim Steinsalz an den Flächen (100), (110), (111) zeigt Fig. 30



Figur 30.

bis zur dritten Ordnung. Die ersten beiden Flächen ergeben normale Abnahme der Intensität mit zunehmender Ordnungszahl der Spektren. Bei der Fläche (111) ist das erste Spektrum sehr schwach, das zweite viel stärker. Fig. 29 läßt aber das Zustandekommen dieser Erscheinung verstehen. Die Flächen (100), (110) sind bei aufeinanderfolgenden Netzebenen immer gleichartig mit Atomen besetzt. Die Oktaederflächen (111) sind das nicht, es folgen abwechselnd Ebenen mit nur Na- und solche mit nur Cl-Atomen aufeinander. Das erste Spektrum entspricht dem Abstand zwischen den Cl-Ebenen, aber die zwischenliegenden Na-Ebenen verursachen, daß das erste fast ausgelöscht, das zweite bedeutend verstärkt wird. Wird die gleiche Pd-Strahlung an der (111)-Fläche des Sylvins reflektiert, so ist das erste Spektrum vollständig ausgelöscht, die Atome K und Cl mit ihrer sehr ähnlichen Ordnungszahl haben gleiches Zerstreuungsvermögen (vgl. S. 20).

Beim KCl sind alle Reflexionswinkel etwa 10% kleiner. Die Gitterkonstanten beider Salze müssen sich verhalten wie die dritten Wurzeln aus den Molekularvoluminen; die Größe $\frac{d^3 \rho}{M}$ (d Gitterkonstante, ρ Dichte, M Molekulargewicht) ist für alle isomorphen Kristalle gleich. Tatsächlich ist (Mol.-Vol. KCl) : (Mol.-Vol. NaCl) = 1,39 und

$\sqrt[3]{1,39} = 1,11$ in guter Übereinstimmung mit der aus der Verkleinerung der Reflexionswinkel um 10% errechneten Verhältniszahl $\frac{d_{\text{KCl}}}{d_{\text{NaCl}}} = 1,10$.

Allgemein läßt sich sagen: Netzebenen verschiedener Natur haben gleiches Reflexionsvermögen, wenn ihre Massen pro Flächeneinheit gleich groß sind. Die Amplitude der von jedem Atom gestreuten Welle ist proportional der Atomzahl. Sind die Netzebenen regelmäßig gelagert und von gleicher Flächendichte, so addieren sich die Amplituden. Bei zwei Atomarten mit den Kernzahlen Z_a , Z_b ist die resultierende Intensität dann proportional $(Z_a + Z_b)^2$. Sind die Abstände der nur mit je einer Atomart besetzten Netzebenen verschieden, so daß zwar der Abstand zweier nur mit Atomen Z_a belegten Ebenen gleich ist dem zweier nur mit Z_b belegten, der Abstand einer A -Ebene von der ihr folgenden B -Ebene aber irgendeinen kleineren Wert x besitzt, so gilt für die Intensität des n ten Spektrums

$$J'_n = J_n \frac{Z_a^2 + Z_b^2 + 2Z_a Z_b \cos \frac{2\pi n x}{d}}{(Z_a + Z_b)^2},$$

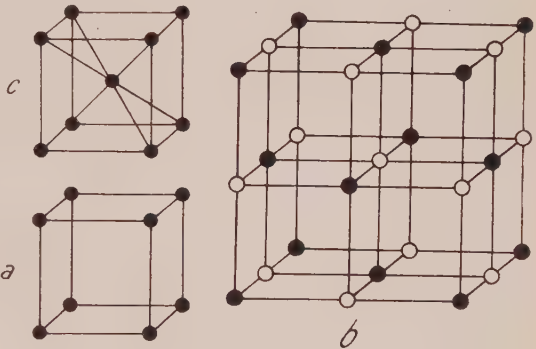
wobei J_n die Intensität des n ten Spektrums darstellt, wenn die A - und B -Ebenen zusammenfallen und von einander den Abstand d haben. Man kann also x finden, wenn die anderen Größen bekannt sind. Diese Beziehungen sind von BRAGG bei den mit Kalzit isomorphen Kristallen geprüft worden und gaben gute Übereinstimmung mit den Versuchen.¹⁾

Aus den durch die Ionisationskurven an verschiedenen Kristallflächen ermittelten Netzebenenabständen lassen sich die Raumgitter der Kristalle mit großer Sicherheit erschließen. Im kubischen System sind drei Anordnungen der Atome möglich, die einfachen kubischen Gitter, bei denen in jeder Ecke des Elementarwürfels ein Atom sitzt, die flächenzentrierten Gitter, bei denen in jeder Ecke und in der Mitte jeder Würfelseite ein Atom sitzt, und die raumzentrierten Gitter, bei denen in den Ecken und in der Mitte jedes Elementarwürfels ein Atom anzunehmen ist (Fig. 376 a, b, c). Für diese drei Fälle erhält man bei der Reflexion an den Würfel-, Dodekaeder- und Oktaederflächen die folgenden relativen Netzebenenabstände:

Tabelle 3.

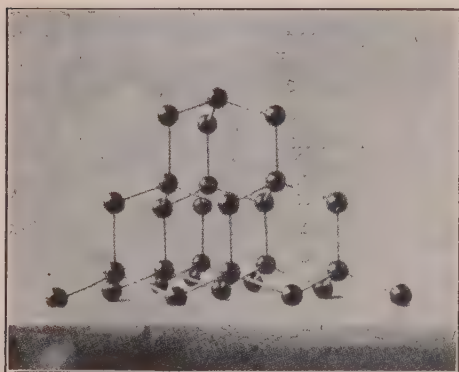
d für:	(100)	(110)	(111)
einfaches kubisches Gitter	1	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{3}$
flächenzentriertes „	1	$1/\sqrt{2}$	$2/\sqrt{3}$
raumzentriertes „	1	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{3}$

¹⁾ Über die Durchführung aller dieser und ähnlicher hier nur kurz angedeuteten Versuche, die Ergebnisse über die Bestimmungen der Gitterstruktur unterrichtet BRAGGS Buch X-Rays and Crystal Structure, G. Bell & Sons, London. Ausführliche Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse auch in den Abhandlungen RINNES, gemeinverständlich zusammengefaßt in F. RINNE, Die Kristalle als Vorbilder des feinbaulichen Wesens der Materie. Einen kurzen Bericht über die moderne Bedeutung der Röntgenspektrometer für die Kristallographie gibt P. NIGGLI, Naturwissenschaften 10. 391. 1922.



Figur 31.

Aus den experimentellen Daten läßt sich dann entscheiden, welcher der Typen ein kubischer Kristall angehört. Am häufigsten scheint von ihnen der Fall der flächenzentrierten Gitter vorzuliegen, er tritt nicht nur bei den Alkalihalogenen auf,



Figur 32.

durch besondere Kräfte in diesen mechanisch instabilen Lagen gehalten werden.

Auch Ineinanderlagerungen mehrerer Gitter (z. B. mehrerer flächenzentrierter zu einem scheinbar einfachen kubischen bei den Alkalihalogenen) und die besondere Lagerung dieser lassen sich aus den Messungen des Netzebenenabstandes und der Bestimmung der Intensitäten in den verschiedenen Ordnungen erschließen. So ließ sich beim Diamanten feststellen, daß bei ihm zwei flächenzentrierte kubische Gitter so ineinander angeordnet sind, daß jedes C-Atom vier Nachbarn hat, die es in einem Tetraeder umgeben, dessen Mittelpunkt es selbst darstellt. Fig. 32 zeigt ein Modell der dann sich ergebenden Anordnung der C-Atome.²⁾

Weitere Durchbildung der BRAGGSchen Methode. Für die physikalische Erforschung des gesamten Röntgenstrahlungsspektrums ist die BRAGGSche Methode von größter Bedeutung geworden. Unabhängig von BRAGG und gleichzeitig hat DE BROGLIE³⁾ diese Methode unter Benutzung der photographischen Platte zur Spektrographie ausgebildet. Die Anordnung DE BROGLIES ist prinzipiell durchaus die gleiche; der Drehkristall wird verwendet. Fig. 33 zeigt ein von ihm 1914 veröffentlichtes Bild des Platinspektrums. Außer der kontinuierlichen Bremsstrahlung sind die L-Linien des Platins in erster und zweiter Ordnung scharf getrennt zu unterscheiden. Man kann solche Aufnahmen nach zwei Seiten vom Nullpunkt machen, die genaue Feststellung des Nullpunktes fällt dann weg. Die Kenntnis des Abstandes von der Rotationsachse zur Platte ist erforderlich zur Auswertung der Wellenlängen. Je nach der Intensität der Röhre und ihrer Wandstärke muß die Expositionszeit verschieden lang gewählt werden. Die Methode verlangt, daß die Kristalloberfläche genau durch die Rotationsachse gehe; die exakte Einstellung

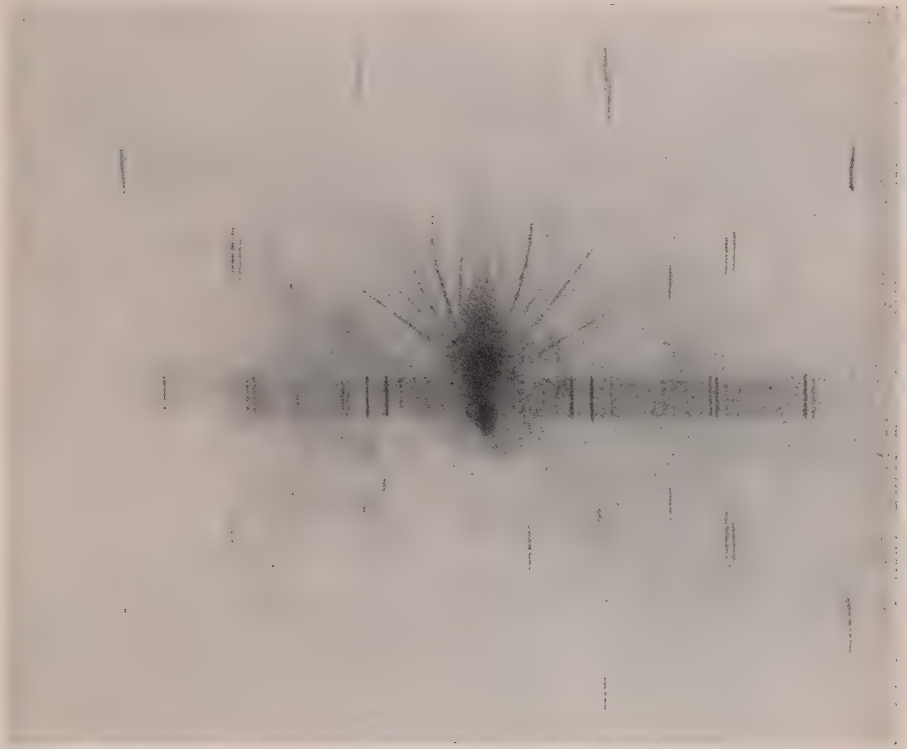
¹⁾ A. W. HULL, Am. Chem. Society 1919. — P. DEBYE, Phys. Ztschr. **18**, 483, 1917. — A. W. HULL and W. P. DAVEY, Phys. Rev. **17**, 549, 1921. — A. W. HULL, Phys. Rev. **17**, 171, 1921. Die Ergebnisse über die Kristallstruktur sind aber größtenteils nicht nach der BRAGGSchen Methode, sondern nach der von DEBYE and SCHERER, bzw. HULL angegebenen Pulveranalyse gewonnen worden. S. S. 33.

²⁾ Die BRAGGSche Drehkristallmethode hat neuerdings Bedeutung gewonnen für die Bestimmung der „Faserdiagramme“ natürlich gewachsener Faserstoffe. Für diese Untersuchungen wird nicht nur das Präparat um eine zu den Röntgenstrahlen senkrechte Richtung gedreht, sondern auch der Winkel zwischen Drehachse und Röntgenstrahl variiert. Näheres über diese Arbeitsmethode und ihre Ergebnisse findet man bei M. POLANYI, Zeitschr. f. Phys. **7**, 170, 1921; Naturwissenschaften. **10**, 411, 1922; POLANYI und WEISSENBERG, Zeitschr. f. Phys. **8**, 123, 1922 und **10**, 44, 1922.

³⁾ M. DE BROGLIE, Journ. d. Phys. (5) **4**, 101, 1914.

sondern auch bei den meisten reinen Metallen und ist physikalisch deshalb noch interessant, weil er einer der beiden engsten Packungen entspricht, mit denen man Kugeln in ein gegebenes Volum einordnen kann. Der raumzentrierte Würfel ist in dieser Hinsicht viel weniger stabil, eine diesem Gitter entsprechende Kugelpackung wäre nicht möglich. Daraus hat HULL¹⁾, der, nachdem DEBYE¹⁾ schon 1917 die Struktur des Wolframs festgestellt hat, mit seinen Mitarbeitern die Gitter der meisten Metalle untersucht hat, den Schluß gezogen, daß entweder die Atome so gebauter Metalle (Eisen) nicht sphärisch sind oder

erfolgt auf optischem Wege. Ist bei harter Strahlung die Eindringtiefe nicht zu vernachlässigen, so liegt die mittlere Reflexionsebene nicht mehr in der Drehachse und das verursacht Fehler in der Winkel- und Wellenlängenbestimmung, die bis 1% betragen können. Die Bildbreite b wird nach DE BROGLIE gleich der Spalt-



Figur 33.

breite plus einer Größe $a = 2t \cdot \cos \vartheta$, wobei t die Eindringtiefe (oder bei sehr dünnen Kristallen deren Dicke) bedeutet.

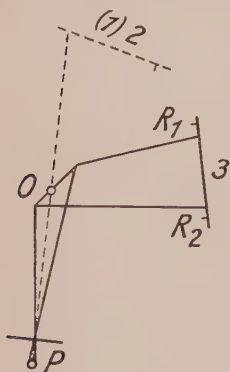
Definiert man als Auflösungsvermögen eines Kristalles $p = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda}$, wobei λ' jene Wellenlänge ist, die von λ gerade deutlich unterschieden werden kann, so muß bei einem Abstände r der Platte von der Drehachse $2r \Delta \lambda > b$ oder $\Delta \lambda > \frac{b}{2r}$ sein, damit Trennung der beiden Wellenlängen stattfindet. Man verwendet mit Vorteil also große Abstände, enge Spalte und möglichst dünne Kristalle, um scharfe, getrennte Linien zu erhalten. Dabei nimmt freilich die Intensität sehr ab, es empfiehlt sich dann die Verwendung eines guten Verstärkungsschirmes. BROGLIE hat bei seinen Messungen Abstände bis 1,5 m verwendet.¹⁾ Statt der photographischen Platten können auch Filme Verwendung finden, ihre geringere Empfindlichkeit wird aufgewogen durch die leichtere Auswertung der Ergebnisse, da sie direkt auf dem Zylindermantel in der Entfernung r angebracht werden können.

MOSELEY²⁾ benutzte bei seinen grundlegenden Untersuchungen über die

¹⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **170**. 1053. 1920.

²⁾ H. G. J. MOSELEY, Phil. Mag. **26**. 1024. 1913 und Phil. Mag. **27**. 703. 1914.

Röntgenspektren der Elemente eine Methode, bei der der Kristall feststand. Die vom Eintrittsspalt ausgehenden Röntgenstrahlen trafen unter verschiedenen, einstellbaren Glanzwinkeln ϑ die Kristallfläche auf dem Spektrometertische; die Platte war am beweglichen Spektrometerarm befestigt. Die Abstände Eintrittsspalt-Kristall und Kristall-Platte waren gleich. Zur Auswertung der Wellenlängen wurde der Kristall durch einen Spalt ersetzt, der (Fig. 34) ein direktes Bündel auf die in diese Richtung gedrehte Platte fallen ließ. Mit ihm wurden in genau bekanntem Winkelabstand auf der Platte zwei Orientierungsmarken R_1 und R_2 gewonnen und außerdem konnte die Drehung bis zum Auftreffen der reflektierten Strahlen genau gemessen werden. Diese für eine erste Orientierung im Spektrum geeignete Methode hat aber Mängel, weil für die exakte Wellenmessung die Winkelbestimmung nicht genau genug ausfällt und weil Kristallfehler (fehlerlose, vollkommene Kristalle gibt es in der Natur kaum) bei ihr stark ins Gewicht fallen. Sie können den Abstand der Linien fälschen

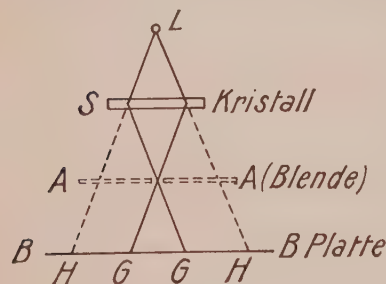


Figur 34.

und sogar Linien vortäuschen, die gar nicht vorhanden sind, sondern durch verlagerte Kristallelemente erzeugt worden sind.¹⁾ Die oben beschriebene Drehkristallmethode ist der Methode des ruhenden Kristalles überlegen, Kristallfehler werden bei ihr auf einen Mindesteinfluß gebracht, da alle Kristallelemente des bestrahlten Bezirkes zur Wirkung kommen und alle reflektierten Strahlen einer Wellenlänge sich an einem Orte vereinen. WAGNER²⁾ erhielt mit dieser Methode, für die er eine sehr zuverlässige Drehkonstruktion einführte, ausgezeichnete, fehlerfreie Spektrogramme.

Die von HERWEG, ROHMANN, GORTON verwendeten Methoden haben für die heutige, exakte Röntgenspektrographie keine Bedeutung mehr.³⁾

Für ganz kurze Wellen des Röntgenspektrums, besonders auch für die Wellenlängenbestimmungen der γ -Strahlungen der radioaktiven Substanzen ist von



Figur 35.

RUTHERFORD und ANDRADE⁴⁾ eine „Transmissions“-Methode angegeben worden. Sie lassen (Fig. 35) die von einer punkt- oder linienförmigen Strahlquelle L kommenden Strahlen an den inneren Netzebenen einer senkrecht zum Strahlengange aufgestellten Kristallplatte reflektieren. Man erhält von jeder monochromatischen Strahlung auf der photographischen Platte außer der allgemeinen Schwärzung zwei Reflexionslinien G, G und zwei Absorptionslinien H, H . Die allgemeine Schwärzung kann durch Anbringen von Blenden stark vermindert werden. Man kann bei dieser Methode

und harten Strahlungen dicke Kristalle verwenden, die wegen der großen Zahl und Ausdehnung ihrer Netzebenen starke Reflexion und Absorption ergeben, doch werden dabei die Linien nicht so scharf wie bei Verwendung dünnerer Schichten.

Eine Variation der Transmissionsmethode hat SEEMANN⁵⁾ angegeben. Bei

¹⁾ H. SEEMANN, Phys. Ztschr. **15**, 794. 1914 und Ann. d. Phys. **49**, 479. 1916 und Ann. d. Phys. **51**, 391. 1916.

²⁾ E. WAGNER, Phys. Ztschr. **16**, 32. 1915 und Ann. d. Phys. **46**, 868. 1915.

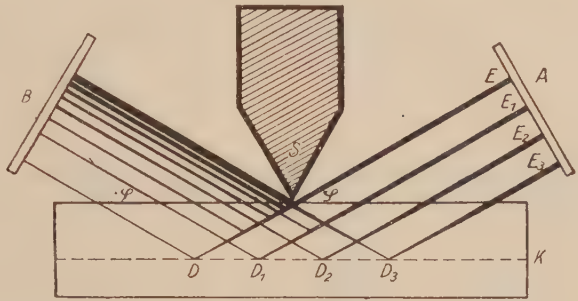
³⁾ Eine ausführliche Literaturzusammenstellung aller bis 1916 angegebenen Meßverfahren findet sich bei SIEGBAHN, Jahrb. d. Radioakt. und Elektronik. **13**, 296. 1916; aller späteren bei SIEGBAHN, Jahrb. d. Radioakt. und Elektronik. **18**, 240. 1922.

⁴⁾ RUTHERFORD und ANDRADE, Phil. Mag. **28**, 263. 1914.

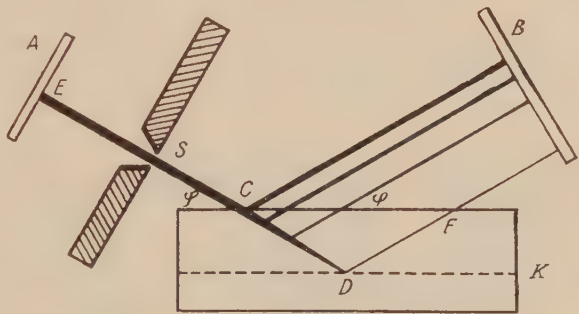
⁵⁾ H. SEEMANN, Phys. Ztschr. **11**, 242. 1917.

seinem Spektrometer fehlt das Kollimatorrohr, der Spalt selbst befindet sich in der Drehachse des Spektrometers und unmittelbar vor ihm steht die dünne planparallele Kristallplatte. Die Methode ist von SIEGBAHN und JÖNSSON¹⁾ weiter ausgebildet worden, eine schematische Abbildung findet sich auf Fig. 106, S. 115; die Verfasser bestimmten mit dieser Methode die Absorptionsbanden der K-Strahlung.

SEEMANN hat die Bedingungen, unter denen auch bei feststehendem Kristalle eindeutige Reflexion möglich ist, untersucht.²⁾ Wenn an einem guten Kristallstück eine scharfe Schneide S aus stark absorbierendem Metall auf die Kristalloberfläche direkt aufgesetzt wird (Fig. 36), so treten bei dieser „Schneidemethode“ die von der Antikathode A kommenden Strahlen aus einer gewissen Eindringtiefe des Kristalles aus. Die Schneide und die tiefste, noch wirksame Netzebene des Kristalles K bilden dabei den

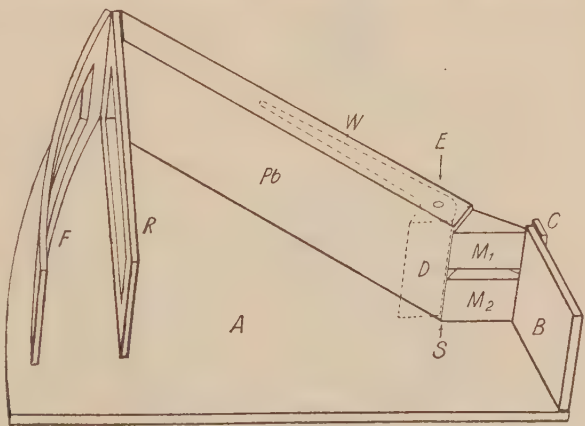


Figur 36.



Figur 37.

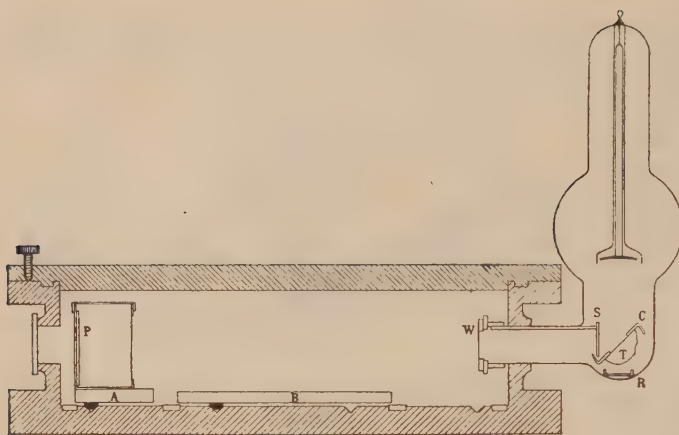
Spalt, dessen Breite mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Die Breite der auf der Platte erhaltenen Linien hängt von dieser Eindringtiefe ab. Auch bei der BRAGGSchen Methode hängt die Breite der Linien von dieser Eindringtiefe ab, wie Fig. 37 schematisch zeigt, und dabei wird noch die Intensität in der Spektrallinie (angedeutet durch verschieden starke Strichführung) von der einen zur anderen Seite abnehmen. SEEMANN vermeidet diese Abnahme, indem er die Methode in umgekehrter Ordnung benutzt, er nennt sie dann Lochkammermethode. Die Strahlen gelangen jetzt von der Quelle B ohne Spalt zum Kristall, und der zwischen Kristalle und Platte angebrachte Spalt S wählt aus den möglichen reflektierten Bündeln eine scharf abgeblendete Linie aus. Einen für die Schneiden- und die Lochkammermethode gleich brauchbaren Spektrographen SEEMANNscher Bauart zeigt Fig. 38;



Figur 38.

¹⁾ M. SIEGBAHN und E. JÖNSSON, Phys. Zeitschr. **20**. 251. 1919.

²⁾ H. SEEMANN, Phys. Ztschr. **18**. 242. 1917 und **20**. 51. 1919; vgl. dazu, auch E. WAGNER, Ann. **49**. 625. 1916 und W. VOGEL, Zeitschr. f. Phys. **4**. 257. 1921.

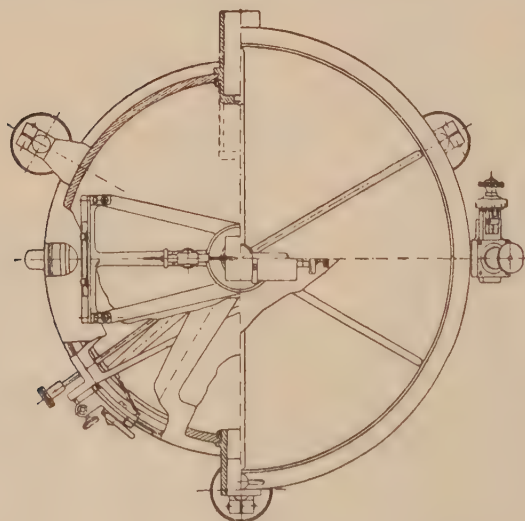
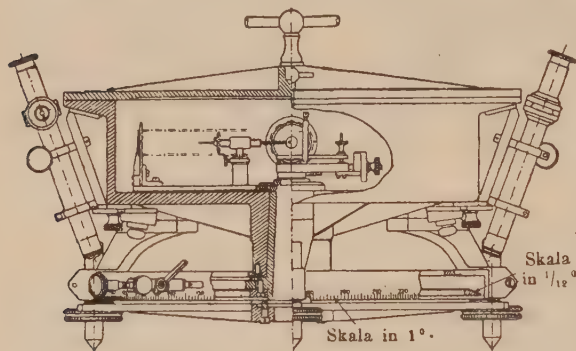


Figur 39.

auf der Grundplatte *A* stehen die aus Blei und Wolfram gefertigte Schneide *S* und die Rahmen für Platte oder Film *R* und *F*; Wolframklötze M_1 , M_2 (und das Bleiblech *B* und *C*) decken ungewünschtes Nebenlicht ab, lassen durch den Zwischenraum die Röntgenstrahlen eintreten und bestimmen die Lage des Kristalles. Die Einjustierung

ist bequem und die Verwendung sehr kleiner Kristallstücke ermöglicht.

Man kann bei großer Eindringtiefe der Strahlen in den Kristall, dem Beispiel



Figur 40.

DERSHEMS¹⁾ folgend, eine unerwünschte Verbreiterung der Spektrallinien vermeiden durch Verwendung sehr dünner Kristalle. Eine Vergrößerung der Meßgenauigkeit wird außerdem erreicht, wenn, wie UHLER und COOKSEY²⁾ es angaben, jede der untersuchten Linien bei zwei verschiedenen Abständen des Spaltes und der Platte vom Kristall aufgenommen wird und die nötigen Verschiebungen der Platte und des Spaltes mit einer sehr genauen Teilmaschine vorgenommen werden.

Vakuumspektrographen.

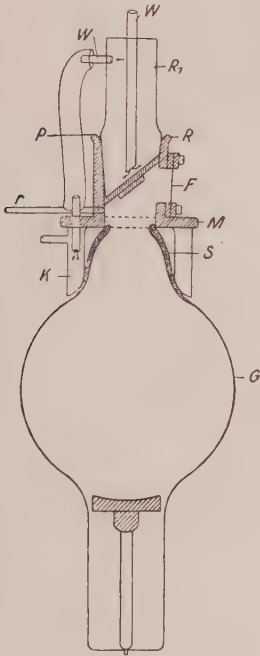
Da das Röntgenspektrum sich über das große Wellenlängengebiet von 0,1 bis mindestens 12 Å.-E. ausdehnt, ist es nicht möglich, das ganze Gebiet mit einer einzigen in allen Wellenlängenbezirken geeigneten Apparatur aufzunehmen. Bei Wellenlängen größer als 1 Å.-E. macht sich die Absorption in der Luft sehr unangenehm bemerkbar. Deshalb hat schon MOSELEY zur Untersuchung langwelliger Strahlen einen Vakuumspektrographen ge-

¹⁾ E. DERSHEM, Phys. Rev. **11**. 461. 1918.

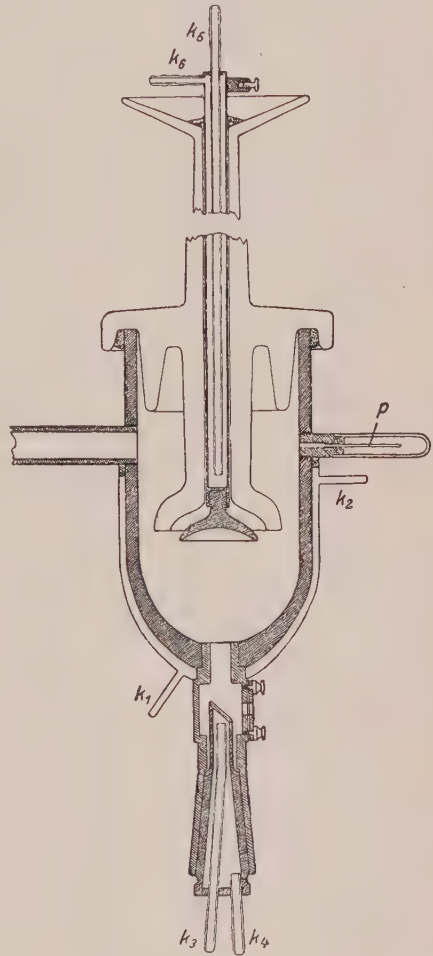
²⁾ UHLER und COOKSEY, Phys. Rev. **10**. 645. 1917.

baut und die Technik dieser Vakuumspektrographen und der geeigneten Spezialröntgenröhren ist vor allem von SIEGBAHN und seinen Mitarbeitern ausgebaut worden.

MOSELEY verwendete den in Fig. 39 dargestellten Vakuumspektrographen. Eine Goldschlägerhaut bei w trennt das Hochvakuum der Röhre vom Vorvakuum der Kammer; Kristall und Platte sind auf den auf Stahlkugeln beweglichen Metallplatten A, B angebracht, deren Stellung und Drehung an Nonien abgelesen werden kann. Der Spalt S sitzt unmittelbar an der Antikathode. Der Kristall stand bei MOSELEY noch fest. Fig. 40 zeigt dann einen modernen SIEGBAHNSchen Vakuumspektrographen¹⁾ für Präzisionsmessungen; Kristalltisch und Plattenhalter sind an zwei ineinander geschobenen Drehkonussen befestigt; die Winkelstellungen sind mit Nonien und Mikroskopen ablesbar. Der Konus mit dem Kristalltisch wird bei der Aufnahme



Figur 41.



Figur 42.

über ein kleines Winkelgebiet hin und her gedreht. Der Spalt mit Goldrändern ist 0,1 mm breit; dort muß auch das Hochvakuum der Röhre durch entsprechend dünne Häutchen vom Vakuum im Spektrographen getrennt werden.

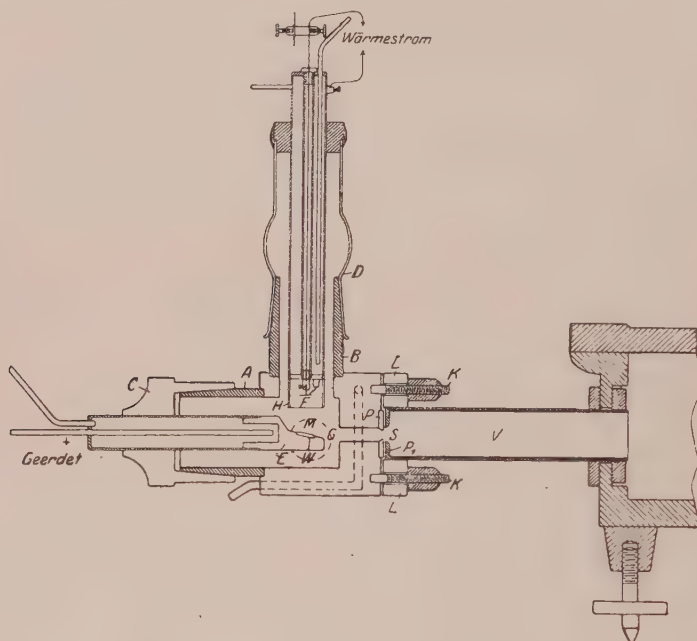
Von Spezialröhren für spektrale Untersuchungen seien hier wiedergegeben die Röhre von RAUSCH VON TRAUBENBERG²⁾ (Fig. 41), sie bedingt Expositionszeiten von 1—2 Stunden; Antikathode und Kittungsstelle sind in einer aus dem Bilde ersichtlichen Art mit Wasser kühlbar; die Röhre von HADDING³⁾ und SIEGBAHN (Fig. 42), die außer aus dem Porzellanisolator, der die Kathode umschließt,

¹⁾ Beschrieben in der Dissertation STENSTRÖMS, London 1919; dort auch näheres über die Justierung.

²⁾ H. RAUSCH V. TRAUBENBERG, Phys. Ztschr. **18**. 241. 1917.

³⁾ A. HADDING, Ztschr. f. Phys. **3**. 369. 1920.

ganz aus Metall besteht und bei der beide Elektroden gut gekühlt werden können. Beide Röhrentypen benutzen die selbständige Entladung zur Erzeugung der Kathodenstrahlen. Bei der HADDINGSchen Röhre genügen zur Aufnahme der Spektren 15—45 Minuten. Fig. 43 zeigt dann eine von SIEGBAHN benutzte Metallröntgenröhre mit Glühkathode (*F*), angeschlossen an den Vakuumspektrographen; sie kann mit Spannungen bis zu 30 kV benutzt werden und verträgt stundenlange Belastung mit 100 mA. Ein den neuesten Anforderungen der Präzisionsmessung entsprechendes Metallrohr ist in Fig. 84, S. 83 dargestellt, die



Figur 43.

Anordnung seiner Glühkathode ermöglicht einen fast linienförmigen Brennfleck in Richtung der dem Rohre entnommenen Strahlung, um eine möglichst große Energie in diese Richtung konzentrieren zu können. Es besteht aus einem Metallwürfel von 55 mm Seitenlänge, an den die Schliffansätze für die Elektroden angelötet sind und verträgt bei guter Kühlung eine Stromstärke von 200 mA bei 20 kV. In Fig. 85 sieht man es an den Vakuumspektrographen angeschlossen.¹⁾

Da die Spektren der ersten Ordnung die lichtstärksten sind, werden gewöhnlich sie bei der Wellenlängenmessung verwendet. Bei bekanntem Netzebenenabstand ist dann die Wellenlänge aus der Reflexionsbedingung $\lambda = 2a \sin \vartheta$ leicht zu ermitteln. Als Gitter wurde von BRAGG Steinsalz benutzt und der von MOSELEY herrührende Wert $d = 2,814 \cdot 10^{-8}$ cm wird nach einem Vorschlage WAGNERS allgemein allen Wellenlängenbestimmungen zugrunde gelegt. Da Steinsalz den relativ großen linearen Ausdehnungskoeffizienten 0,0000404 besitzt, ändert sich die Gitterkonstante von $2,81366—2,81491 \cdot 10^{-8}$ cm zwischen den Temperaturen 14—25° C, wenn man, SIEGBAHN folgend, die Gitterkonstante bei 17° gleich 2,81400 annimmt. Da weiter Steinsalzkristalle wegen ihrer nie ganz vollkommenen Beschaffenheit nicht die gewünschte Schärfe der Spektrallinien ergeben, verwendet man zu Präzisionsmessungen jetzt meist Kalzit, dessen Netzebenenabstand SIEGBAHN²⁾ zu

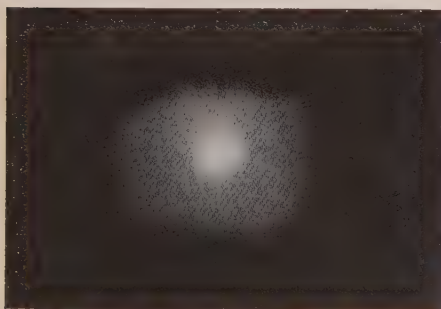
¹⁾ M. SIEGBAHN, Ztschr. f. Phys. **9**, 68, 1922.

²⁾ M. SIEGBAHN, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik. **18**, 240, 1922.

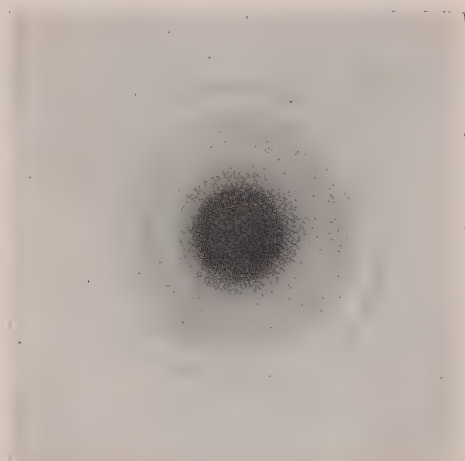
$3,02904 \cdot 10^{-8}$ cm gemessen hat unter Zugrundelegung obigen Steinsalzwertes. Die genauesten direkten Berechnungen der Gitterkonstante des Kalkspats aus dem Molekularvolumen haben ergeben $d = (3,0283 \pm 0,0022) \cdot 10^{-8}$ cm für 18° C. Für die Bestimmung größerer Wellenlängen werden meist Gips ($d = 7,5838 \cdot 10^{-8}$ cm bei 16° C) und Zucker ($d = 10,57035 \cdot 10^{-8}$ cm bei 18° C) benutzt. Die Genauigkeit der Gitterberechnung ist aber leider nicht so groß, wie die in der Röntgenspektrometrie mögliche Bestimmung der Reflexionswinkel.

Mit den modernen Spektrographen und Röhren ist es möglich gewesen, die *K*-, *L*-, *M*-Reihen der Elemente in weitem Bereiche auszumessen, und auch das kontinuierliche Spektrum und Absorptionsverhältnisse zu untersuchen. Die Ergebnisse sind in den betreffenden Abschnitten mitgeteilt.¹⁾

Methoden von DEBYE, SCHERRER, HULL. Bald nach der Entdeckung LAUES haben verschiedene Forscher²⁾ gefunden, daß bei genügend langer Durchstrahlung dünner Metallfolien das Bild der Blende auf der photographischen Platte von einer Anzahl von Streifen verschiedener Intensität und Länge von oft sehr regelmäßiger Lagerung durchzogen ist. Fig. 44 zeigt eine solche an dünnem Platinblech gewonnene Aufnahme HUPKAS. FRIEDRICH erhielt auch bei der Durchstrahlung von Wachs und Paraffin haloähnliche Beugungserscheinungen (Fig. 45).³⁾ KNIPPING⁴⁾ erklärte die bei den Metallfolien auf-



Figur 44.



Figur 45.

tretenden Erscheinungen aus der mikrokristallinen Struktur, K. E. F. SCHMIDT⁵⁾ brachte durch Aufnahme mit der LAUESchen Methode den sicheren Beweis für die eintretende Interferenz; auch für Wachs und Paraffin kann man die Entstehung der Interferenzerscheinung aus einer mikrokristallinen Struktur deuten.

DEBYE⁶⁾ gelang es, die Theorie der Beugungserscheinungen zu geben, die zu erwarten sind, wenn ein Bündel von Röntgenstrahlen auf ein Material trifft, das in ungeordneter Weise aus Mikrokristallen zusammengesetzt ist, und zusammen mit SCHERRER⁷⁾ konnte er eine geeignete Versuchsmethode ausarbeiten, die gestattet, leicht Interferenzreflexionen zu erhalten, aus denen man bei bekannter Wellenlänge

¹⁾ Ein dem Praktiker für die Tiefentherapie nützliches und leicht zu handhabendes Spektrometer ist von MARCH, STAUFING und FRITZ konstruiert worden. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgstr. 29. 212. 1922. Näheres vgl. S. 95.

²⁾ E. HUPKA, Phys. Ztschr. 14. 623. 1913. — H. B. KEENE, Phys. Ztschr. 14. 903. 1913.

³⁾ W. FRIEDRICH, Phys. Ztschr. 14. 318. 1913. — OWEN und BLAKE, Nature, Febr. 1914.

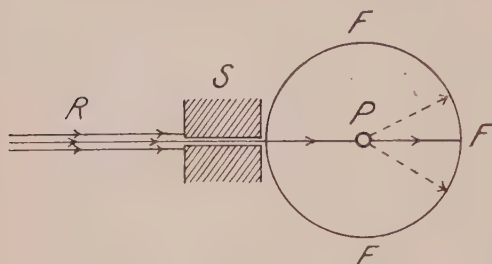
⁴⁾ P. KNIPPING, Phys. Ztschr. 14. 998. 1913.

⁵⁾ K. E. F. SCHMIDT, Phys. Ztschr. 17. 544. 1916.

⁶⁾ P. DEBYE, Ann. d. Phys. 46. 809. 1915.

⁷⁾ P. DEBYE und P. SCHERRER, Gött. Nachr. 1916 und Phys. Ztschr. 17. 271. 1916 und 18. 291. 1917.

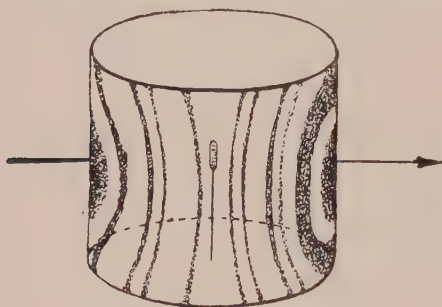
der Strahlung die Struktur der Mikrogebilde deuten, oder bei bekannter Struktur der Mikrokristalle die Wellenlängen der Strahlung erforschen kann. Die schematische Fig. 46 zeigt die Methode von DEBYE und SCHERRER.



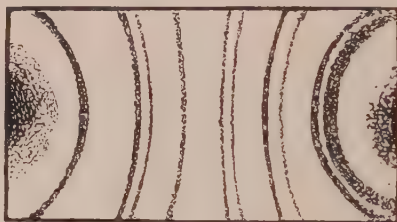
Figur 46.

werden durch den Spalt *S* ausgeblendet, treffen dann auf das mikrokristalline Pulver, *P*, das entweder in Stäbchenform gepreßt ist oder sich in einer dünnen Hülse aus Glas oder Zelluloid u. dgl. befindet; auf einem Zylindermantel rings um *P* als Achse befindet sich der Film *F*. Figg. 47 und 48 zeigen das Aussehen einer solchen Aufnahme. Immer wenn ein Kristallelement so liegt, daß die BRAGGSche Bedingung $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ erfüllt ist;

reflektiert es den einfallenden Strahl. Weil nun die Kristallelemente in allen möglichen Lagen vorhanden sind, werden die einfallenden Frequenzen in verschiedene Richtungen gebeugt, je nach der Netzebenenentfernung. Die sämtlichen für einen



Figur 47.



Figur 48.

Netzebenenabstand möglichen Richtungen liegen auf einem Kreiskegel um die Richtung des einfallenden Strahles, dessen halber Öffnungswinkel gleich 2ϑ ist. Da, wo die Kreiskegel den Film treffen, entstehen gekrümmte Linien. (Die Streifen in der Mitte erscheinen fast geradlinig, weil der dem Glanzwinkel 45° entsprechende Kreiskegel mit der Öffnung 180° zur Ebene entartet.) Aus der Entfernung der Linien vom Durchstoßpunkte der direkten Strahlen kann der Ablenkungswinkel bestimmt werden; aus ihm erhält man den Netzebenenabstand, wenn die Wellenlänge bekannt ist und daraus die Raumgitterstruktur der beugenden Mikrokristalle durch den Zusammenhang, der zwischen dem Netzebenenabstand und den Kanten des Elementarparallelepipedes des betreffenden Kristallsystems besteht (s. S. 15). Die Bestimmung stößt oft auf Schwierigkeiten, weil auch die Intensität der Reflexion in den einzelnen Ordnungen durch die Struktur beeinflußt wird. Bestrahlt man also etwa mit der *K*-Strahlung des Kupfers, so muß man die entsprechenden Linien mehrfach abgebildet erhalten in Abständen, die der Ordnungszahl des Spektrums entsprechen.

SEEMANN¹⁾ hat Verbesserungen der Methode angegeben: Einerseits empfiehlt er, um die starke Absorption²⁾ der einfallenden Strahlung in den tieferen Schichten des 1—2 mm dicken Pulverstäbchens zu vermeiden, dünne, auf irgendeinen wenig absorbierenden Grund aufgeklebte Pulverschichten zu verwenden, die senkrecht zum Strahlengange angebracht werden können. Andererseits gibt er eine Änderung der Methode an, bei der das Kristallpulver als bogenförmiger kurzer Streifen (in

¹⁾ A. SEEMANN, Ann. d. Phys. **59**, 455, 1919.

²⁾ Korrektionsformeln für die Absorption geben A. J. BIJL und N. H. KOLKMEYER, Proc. kgl. Akad. v. Weten., Amsterdam **21**, 494 u. 501, 1919.

Form einer Kruste) zusammen mit dem zylindrisch gebogenen Film einen fast geschlossenen Kreis bildet. Auf dem gleichen Kreisumfang liegt dann auch der Spalt, durch den von außen ein fächerförmiges Strahlenbündel auf den Pulverstreifen fällt. Bei dieser Anordnung werden sämtliche unter gleichen Bedingungen reflektierte Strahlen an einem Punkt des Kreises fokussiert. Eine sehr ähnliche Abänderung der Anordnung für die Erzeugung der Interferenzen an einer zylinderförmig gekrümmten Fläche aus gepreßtem Kristallpulver gibt BOHLIN¹⁾ an; sie ermöglicht Erhöhung der Meßgenauigkeit, eine scharfe Kante der Linien und Unabhängigkeit ihrer Schärfe von Eindringtiefe und Spaltbreite. Jüngst hat GERLACH²⁾ bei Verwendung nicht allzu fein verriebenen Pulvers die Methode auch zur Messung der Feinstruktur der Serienlinien geeignet gefunden. Es treten dann an den zufällig unter dem Glanzwinkel liegenden Kriställchen stärkere Reflexionen auf, die in den Interferenzlinien liegende, kleine, intensive Pünktchen erzeugen. Durch ihre Anwesenheit können auch sehr schwache Linien erkannt werden und auch die Belichtungszeit, die bei den Versuchen von DEBYE und SCHERRER 10—20 Stunden bei 30 mA betrug, kann wesentlich verkürzt werden.

Da die Methode durch Kristallfehler nicht beeinflusst wird, kleinste Materialproben für sie verwendbar sind, eignet sie sich vor allem zur Strukturbestimmung. Schon DEBYE und SCHERRER³⁾ konnten mit ihrer Hilfe die Strukturunterschiede zwischen Graphit, amorpher Kohle und Diamant klarlegen, für eine große Reihe von Elementen und Kristallverbindungen sind in den letzten Jahren mit Hilfe der Pulvermethode die Strukturverhältnisse ermittelt worden.⁴⁾ Auch für die Erforschung der Faserstruktur hat die Methode Bedeutung gewonnen.⁵⁾

Geht man zu immer kleineren Kriställchen über, so werden die Interferenzen, ohne ihre Lage zu ändern, immer unschärfer und breiter. Bei weiterer Verkleinerung der verwendeten Elemente kommt man schließlich zur Frage, ob auch die regelmäßige Anordnung weniger Atome im Molekül zu Interferenzen Anlaß geben kann oder ob die an ihnen bewirkte Streuung nur eine allgemeine Schwärzung des Filmes hervorrufen kann. Die genaue Durchrechnung des Problems⁶⁾ ergab, daß bei Durchstrahlung mit einfarbigem Röntgenlichte auch bei regelloser Anordnung der Moleküle eine gesetzmäßige Anordnung der Atome im Molekül noch erkennbar bleiben muß, daß auch eine regelmäßige Anordnung der Elektronen im Atome noch sich erkennen lassen wird. Derartige Interferenzwirkungen wiesen DEBYE und SCHERRER am Benzol nach und sie konnten diese Interferenz für die Unsymmetrie der sekundären Streustrahlung verantwortlich machen (vgl. S. 100).

Die Methode der Kristallpulverinterferenzen wurde unabhängig von DEBYE ungefähr gleichzeitig auch von HULL entdeckt und durchgearbeitet.⁷⁾ Auch er ließ die möglichst fein verteilte Substanz entweder in dünnwandigen Röhrchen oder als dünne Schicht von einem durch Spalte ausgeblendeten Bündel von Röntgenstrahlen getroffen werden. Drehung der Substanz während der Belichtung (9 Stunden bei 30 kV und 37 mA) verbesserte die Aufnahmen. Er bestrahlte mit der K-Strahlung von Mo und W, und hielt durch geeignete Filter (aus Zr bzw. Yb) die Bremsstrahlung zurück. Es gelang ihm, die Struktur zahlreicher Materialien, vor allem aber der Metalle, genau zu erforschen. Auch versuchte er die Methode so auszubauen, daß sie für die Zwecke der chemischen Analyse leicht verfügbar wird.

¹⁾ H. BOHLIN, Ann. d. Phys. **61**, 421. 1920.

²⁾ W. GERLACH, Phys. Ztschr. **22**, 557. 1921 und **23**, 114. 1922. Vgl. dazu noch H. KÜSTNER, Phys. Ztschr. **23**, 257. 1922.

³⁾ DEBYE und SCHERRER, a. a. O.

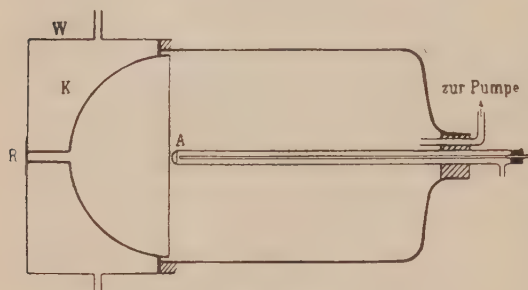
⁴⁾ Angaben über die Struktur bis jetzt ermittelter Gitterstrukturen enthält die zusammenfassende Darstellung von P. NIGGLI, Naturwissenschaften **10**, 391. 1922.

⁵⁾ Zusammenfassend dargestellt bei M. POLANYI, Naturwissenschaften **10**, 411. 1922.

⁶⁾ P. DEBYE, Berichte d. Göttinger Ges. d. W. **27**, Febr. 1915. P. DEBYE und P. SCHERRER, Ber. d. Göttinger Ges. d. W. **17**, Dez. 1915.

⁷⁾ A. W. HULL, American Phys. Soc. 1917. Ebendort 1919; American Inst. of Elec. Engineers 1919; Phys. Rev. **10**, 661. 1917 und **13**, 292. 1919.

Während HULL für seine Untersuchungen ausschließlich die Glühkathodenröhre von COOLIDGE verwendet, pflegen deutsche Forscher Röhren vom Typus der Röhre von RAUSCH VON TRAUBENBERG (Fig. 41), oder der von HADDING (Fig. 42) zu benutzen. GERLACH¹⁾ hat eine besonders einfach herstellbare Röhre mit Vorteil verwendet,



Figur 49.

bei der ein Teil der Außenwand der Röhre als metallische Halbkugel die Kathode bildet, während die Anode im Mittelpunkt dieser Halbkugel angeordnet ist. Beide Elektroden sind durch Wasserstrom kühlbar. Die Röntgenstrahlen treten durch eine oder mehrere Bohrungen in der Kathode aus, die durch geeignete Filter überdeckt sind (Fig. 49). Sie läßt sich auch so ausgestalten, daß die Kathode ein zylindrisches Rohr bildet, in dessen Achse die Anode verläuft, ein Spalt im Kathodenrohre überdeckt mit passendem Filtermaterial läßt dann den Auswahlspalt der Versuchsanordnung recht gleichmäßig beleuchten.

Ionisierung durch Röntgenstrahlen.

Daß Röntgenstrahlen Gase zu ionisieren vermögen, wurde von RÖNTGEN selbst erkannt; seine Beobachtungen sind in seiner zweiten Mitteilung enthalten. Über die Vorgänge der Ionisation sind im Laufe der folgenden Jahre überaus zahlreiche Untersuchungen gemacht worden, besonders im Anschluß an die Entdeckung der radioaktiven Elemente und ihrer Strahlungen. Ihre Ergebnisse, die gefundenen Gesetzmäßigkeiten und die Theorie der Ionisationserscheinungen sind oft ausführlich dargestellt worden.²⁾ Daher genügt hier die Anführung einer Reihe von tatsächlichen Befunden, die für die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlen charakteristisch ist.

Die unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen in einem Gase stattfindende Elektronenemission scheint die alleinige Ursache der Ionisation durch Röntgenstrahlen zu sein. Die von Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen besitzen eine große Geschwindigkeit, also eine große Wucht. Ein solches Elektron wird sich nicht sofort infolge elektrostatischer Anziehung oder eines Zusammenstoßes an ein Molekül anlagern und mit dem Molekül, an das es sich angelagert hat, ein Ion bilden, sondern bei jeder durch die ungeordnete Molekularbewegung oder durch Feldeinflüsse bedingten Begegnung mit einem materiellen Teilchen im allgemeinen nur einen Teil seiner Wucht verbrauchen und dabei seinerseits wieder ein Elektron von geringerer Geschwindigkeit in Freiheit setzen, bis es schließlich bei erst genügend herabgesetzter Geschwindigkeit durch Anlagerung ein Ion bildet oder ein solches neutralisiert. Das vom primären Röntgenstrahl emittierte Elektron wird also auf seinem Wege eine beträchtlich große Zahl von Ionenpaaren zur Entstehung bringen. Je mehr Moleküle im Gase vorhanden sind, um so größer wird die ionisierende Wirkung sein. Sie wird daher der Dichte der Gase beim einzelnen Gase und bei konstanter Temperatur proportional dem Drucke sein.

Die Ionisierung der Gase ist das bequemste und am meisten verwendete Hilfsmittel zur Intensitätsmessung geworden. Sie führt zu einer mit großer Genauigkeit durchführbaren Strommessung, das ionisierte Gas wird einem elektrischen Felde (etwa in einem Plattenkondensator) ausgesetzt, das die verschiedenen geladenen Träger nach entgegengesetzten Richtungen bewegt. Die Bewegung der Teilchen ergibt den

¹⁾ W. GERLACH, Verh. d. d. phys. Gesellschaft (3) 2. 55. 1921.

²⁾ Ausführliche Darstellungen des Gegenstandes finden sich z. B. im III. Bd. des Handbuchs der Elektrizität, herausgeg. v. L. GRAETZ: Die Ionisation der Gase von R. SEELIGER. Ebenso im I. Bd. des Handbuchs der Radiologie, herausgeg. v. E. MARX: Die Ionisation von TOWNSEND.

elektrischen Strom, der nur so lange von der Größe des elektrischen Feldes abhängt, bis dieses hinreicht, um alle in der Zeiteinheit erzeugten Träger aus dem Felde zu schaffen. Dieser so erreichbare, von der angelegten Potentialdifferenz unabhängige Sättigungsstrom sollte allein in der Praxis zur Messung der Ionisation verwendet werden, denn nur so kann ein getreues Maß der ionisierenden Wirkung der Strahlen erhalten werden. Bei sehr großen Feldstärken ist die Stromstärke nicht mehr unabhängig von der Feldstärke, wächst vielmehr sehr stark bei deren Zunahme; das tritt ein, wenn die den Ionen erteilte Geschwindigkeit und Wucht ausreichend wird, um durch Stoß neue Ionen zu erzeugen. Gelegentlich wird diese Wirkung benutzt, um besonders schwache Strahlungen auf solche Weise durch ihre Ionisation nachweisen zu können.¹⁾ Im allgemeinen genügen bei den üblichen Ionenkammern Spannungen von 100—200 Volt zur Erreichung des Sättigungsstromes.

Für die Art der Ionenkammer ist entscheidend, ob es gilt, die Gesamtintensität der Strahlung quantitativ zu messen, oder ob nur der Nachweis der Strahlen durch die ionisierende Wirkung erbracht werden soll. Soll die gesamte Strahlungsenergie festgestellt werden, so muß sie in der Kammer völlig absorbiert werden können; die Kammer muß entweder die dazu nötige Größe besitzen oder die Ionisation muß durch erhöhten Druck oder Wahl besonders dichter Gase vermehrt werden (Schwefeldioxyd, Äthylbromid, Methylbromid usw. finden dann Verwendung). Die Form der Ionenkammer muß auch so gewählt sein, daß nicht die aus ihren Wänden, bzw. aus den isoliert eingeführten Elektroden ausgelöste Elektronenstrahlung die Ergebnisse fälschen kann, wenn nicht nur relative, sondern absolute Intensitätsmessung erwünscht ist. Andererseits darf das zur Verstärkung der Ionisation benutzte dichtere Gas nicht durch die einfallenden Strahlen zu einer in ihrer Stärke nicht kontrollierbaren charakteristischen Röntgenstrahlung angeregt werden.

Da die zu messenden Sättigungsströme die Größenordnungen von 10^{-15} bis 10^{-10} Ampère selten überschreiten, so können sie nur ausnahmsweise mit hochempfindlichen Galvanometern gemessen werden, meist wird ihre Größe aus der Aufladungs- oder Entladungsgeschwindigkeit von Quadrantelektrometern oder hochempfindlichen Blättchenelektrometern erschlossen.²⁾ Auf vereinfachten Ausführungen dieser Meßmethoden beruhen die in der Strahlentherapie viel verwendeten Strahlenquantimeter.³⁾ Die Leitfähigkeit, die die Gase durch die Bestrahlung annehmen, ist eine fast unsagbar geringe, die Zahl der Atome, aus denen ein die Ionisierung bewirkendes Elektron ausgelöst wird, verschwindend klein; man hat errechnet, daß auch bei kräftiger Strahlenwirkung erst auf etwa 10^{12} Atome eines kommt, das da ionisiert wird.

Wenn Sekundärstrahlung und Eigenstrahlung der Wände (und Eigenstrahlung des Gases) sorgfältig vermieden worden sind, indem man die Wände vor der direkten Bestrahlung schützt und außerdem sie mit Papier, Kohle u. dgl. bedeckt oder sie direkt aus ihnen herstellt, damit auch nicht durch Streustrahlung Eigenstrahlen in ihnen erregt werden können, kann erst die genaue Wirkung der Ionisation im Gase selbst untersucht werden.

Nach Versuchen ANGERERS⁴⁾ ist der erhaltene Sättigungsstrom proportional der bolometrisch gemessenen Energie der Röntgenstrahlen, doch beschränkte sich sein Vergleich auf einen engen Härtebereich ungefilterter Strahlen.

Die relative Ionisation in verschiedenen Gasen (bezogen auf Luft) zeigt nach Versuchen CROWTHERS⁵⁾ bei weichen und harten Strahlen (6 und 27 mm Parallelfunkstrecke) die folgende Tabelle:

¹⁾ Z. B. bei MOSELEY und DARWIN, Phil. Mag. **26**, 210. 1913.

²⁾ Über die Typen der verschiedenen Elektrometer vgl. Handbuch der Elektrizität von GRAETZ, I. Band, P. CERMAK, Elektrostatische Meßapparate und Messung elektrostatischer Größen.

³⁾ Zuerst von CHRISTEN eingeführt, Phys. Ztschr. **16**, 362. 1915; **18**, 165. 1917. Eine für Physiker geschriebene Zusammenstellung der Meßmethoden gab R. GLOCKER, Phys. Ztschr. **18**, 302 und 330. 1917.

⁴⁾ E. ANGERER, Ann. d. Phys. **21**, 100. 1906.

⁵⁾ J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. 1908.

Tabelle 4.

		H ₂	CO ₂	C ₂ H ₅ Cl	CCl ₄	Ni(CO) ₄	C ₂ H ₅ Br	CH ₃ J	Hg(CH ₃) ₂
	Dichte:	0,07	1,53	2,24	5,35	5,90	3,78	4,96	7,93
Relative Intensität bei:	weichen Strahlen	0,01	1,57	18,0	67	89	72	145	425
	harten Strahlen	0,18	1,49	17,3	71	97	118	125	—

Danach scheint die relative Ionisation fast unabhängig von der Härte zu sein. Die folgende von KAYE¹⁾ zusammengestellte Tabelle nach Messungen von BEATTY²⁾, OWEN³⁾, BARKLA und PHILPOT⁴⁾ gibt die Ionisation relativ zu der in Luft bei Verwendung homogener charakteristischer Strahlen, wobei dafür gesorgt war, daß (außer der Streustrahlung) jegliche sekundäre Elektronenstrahlung im Gase vollständig absorbiert wurde, solange keine charakteristischen Eigenstrahlen (von Cl und Br) erregt wurden.

Tabelle 5.

K-Strahlung von	Ionisation relativ zu der in Luft (gleich 1 gesetzten)					
	H ₂	O ₂	CO ₂	SO ₂	C ₂ H ₅ Br	CH ₃ J
Eisen	0,00571	1,37	1,58	11,3	41,2	—
Nickel	—	1,35	1,55	11,6	—	162
Kupfer	0,00573	1,38	1,55	11,8	42,0	152
Zink	0,00570	1,42	1,54	11,5	41,6	—
Arsen	0,00573	1,27	1,51	11,7	42,2	158
Selen	—	1,31	1,53	11,8	41,7	—
Strontium	—	1,28	1,53	11,8	153	—
Molybdän	—	1,28	1,54	11,5	213	188
Silber	—	1,32	—	—	272	198
Zinn	0,04	1,29	—	—	335	205
Antimon	—	1,28	—	—	—	—
Jod	—	—	—	—	—	211
Barium	—	—	—	—	—	251

Die Tabelle zeigt deutlich, daß die relative Ionisation unabhängig ist von der Härte der Röntgenstrahlen. Sobald aber charakteristische Strahlen im Gase erregt werden, steigt die Ionisation stark an.

Sekundäre Elektronenstrahlung als Ursache der Ionisierung. BARKLA und SIMONS⁵⁾ untersuchten die relative Ionisation in Schwefelwasserstoff und Schwefeldioxyd bei verschiedenen harten homogenen Röntgenstrahlen. Sie fanden die stärkere Ionisation im SH₂, trotzdem in diesem Gase die geringere Absorption statthabte. Und sie schlossen daraus, daß die Ionisation keine reine Atomeigenschaft sei. Auch folgte aus ihren Messungen, daß die zur Ionenbildung nötige Energie im SO₂ größer als im SH₂ sei. BARKLA und PHILPOT⁶⁾ bestimmten dann die relative Intensität der Ionisation einmal bei Röntgenstrahlen und dann bei den durch die Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen allein. Sie fanden so weit gehende Übereinstimmung der Zahlen, daß der Schluß nahe liegt, die Ionisation durch Röntgenstrahlen erfolge immer nur indirekt durch die ausgelösten Elektronen:

¹⁾ G. W. C. KAYE, X-Rays, 3. Aufl. S. 153.

²⁾ R. T. BEATTY, Proc. Roy. Soc. **85**, 329. 1911.

³⁾ E. A. OWEN, Proc. Roy. Soc. **85**, 99. 1911.

⁴⁾ C. G. BARKLA und A. J. PHILPOT, Phil. Mag. **25**, 849. 1913.

⁵⁾ C. G. BARKLA und L. SIMONS, Phil. Mag. **23**, 318. 1912.

⁶⁾ A. a. O.

Tabelle 6.

	Luft	SH ₂	SO ₂	C ₂ H ₅ Br	CH ₃ J
Relative Gesamtionisation durch Röntgenelektronen	100	133	96	150	148
Relative Gesamtionisation bei Absorption von Röntgenstrahlen .	100	127	90	160	140

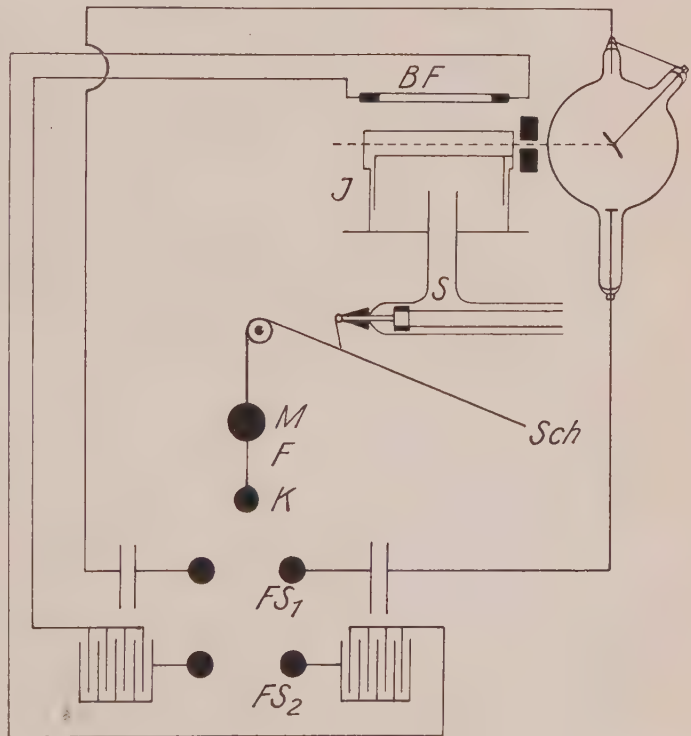
MOORE¹⁾ hat an Kohlenwasserstoff analoge Versuche angestellt, dabei aber die Ionisation in Übereinstimmung mit älteren Messungen THOMSONS²⁾ als reine Atomerscheinung unabhängig von chemischer Bindung und rein additiv gefunden.

Daß die Ionisation eines Gases bei konstanter Dichte unabhängig von der Temperatur ist, zeigte CROWTHER³⁾ in einem Bereiche von +184 bis -180° C.

Dafür nun, daß die Ionisierung nicht den Röntgenstrahlen selbst zukommt, sondern größtenteils, wahrscheinlich ganz eine Wirkung der ausgelösten Elektronen ist, liegen noch zwei besonders beweiskräftige Anordnungen vor. Die ältere rührt von HERWEG her.⁴⁾ Er verdünnte die Luft in einer Ionisierungskammer so weit, daß die ausgelösten Elektronen zum größten Teile selbst die Elektroden des Meßkondensators erreichten, ehe sie ihre Wucht durch Erzeugung von Trägerpaaren ganz verloren hatten. Dann ließ er ein Magnetfeld von 600 Gauss auf seinen Meßkondensator wirken und erhielt nun einen viel kräftigeren Ionisierungsstrom als ohne das Magnetfeld, denn nun gaben die ausgelösten Elektronen auf ihren gekrümmten Bahnen ihre Energie ganz für Ionisierung bei den auf längerer Bahn häufigeren Zusammenstößen mit Molekülen aus. Bei einem Druck von 60 mm Hg z. B. war der Ionisierungsstrom im zweiten Falle doppelt so groß wie im ersten.

Augenscheinlicher noch sind die Versuche WILSONS⁵⁾, dem es gelang, die Spuren der ausgelösten Elektronen sichtbar zu machen und sie zu photographieren.

Seine Methode beruht auf der Eigenschaft der Ionen, in übersättigtem Wasserdampf als Kondensationskerne für Nebeltröpfchen dienen zu können. Seine Versuchsanordnung zeigt schematisch die Fig. 50. Der Gas-



Figur 50.

¹⁾ H. MOORE, Phil. Mag. **27**, 185. 1914.

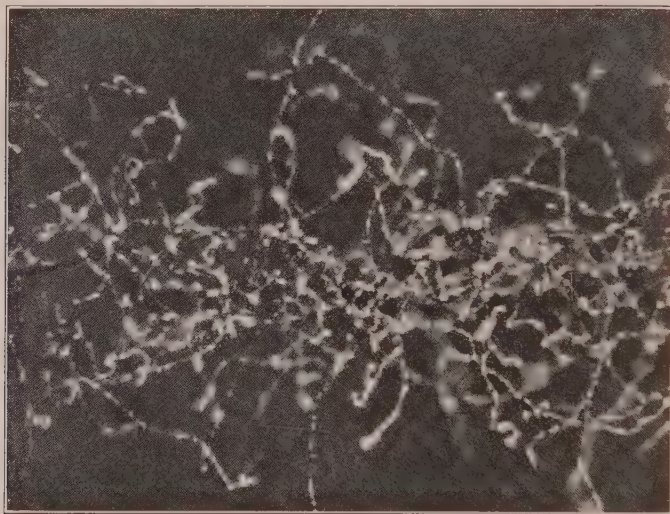
²⁾ J. J. THOMSON, Proc. Cambr. Soc. **10**, 10. 1900.

³⁾ J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. 1909.

⁴⁾ J. HERWEG, Ann. d. Phys. **19**, 333. 1906.

⁵⁾ C. T. R. WILSON, Proc. Roy. Soc. **85** und **86**. 1911 und 1912.

raum der Ionenkammer J kann durch plötzliche Bewegung des Stempels S um einen Betrag vergrößert werden, der geeignet ist, bei der adiabatischen Expansion an vorhandenen oder sich während der Ausdehnung bildenden Ionen Nebeltröpfchen zu kondensieren. Bei der plötzlichen Bewegung der Schnur Sch erfährt die große Masse M einen so heftigen Bewegungsantrieb, daß die nur mit einem dünnen Faden an ihr befestigte Stahlkugel K abreißt und in sehr kurz aufeinander folgenden Zeiträumen durch die Funkenstrecken FS_1 und FS_2 hindurchfällt. Sie schließt dabei zuerst den Stromkreis der Röntgenröhre, dann den einer Beleuchtungsfunkenstrecke BF . Ein Röntgenstrahlbündel geht dabei durch die Mitte der Kammer. Die Beleuchtungsfunkenstrecke sendet einen Lichtblitz senkrecht zur Röntgenstrahlrichtung; sie ist aber bei der tatsächlichen Versuchsanordnung etwa vor der Zeichenebene zu denken und ihr gegenüber steht die photographische Kammer. Zwischen den horizontalen Flächen der Ionenkammer herrscht ein elektrisches Feld. Die Fig. 51 gibt eine Originalaufnahme WILSONs bei 6facher



Figur 51.

Vergrößerung wieder. Die auf dunklem Grunde weißen Elektronenbahnen haben Längen von einigen Zentimetern, sie sind ihrem Aussehen nach vollkommen identisch mit den Ionisierungsbahnen der β -Strahlen des Radiums, die WILSON mit dem gleichen Apparat festhalten konnte. Es ist an den WILSONschen Aufnahmen kein sicheres Anzeichen zu finden für eine direkte ionisierende Wirkung des Röntgenstrahlbündels: sein Weg ist nur der Ausgangsort der ionisierenden Elektronenbahnen. Auch scheint keinerlei Richtung um den Röntgenstrahl für die Elektronenemission bevorzugt zu sein. Die Ionisation durch Röntgenstrahlen scheint danach ein gänzlich sekundärer Prozeß zu sein. Die noch beigefügte Fig. 52 zeigt die Wirkung eines Strahlenbündels beim Durchgang durch eine dünne Kupferplatte; es ist einerseits die Schwächung des durchgelassenen Strahlenbündels zu erkennen, andererseits die starke Elektronenemission des Kupferbleches, bei genauem Zusehen auch in unmittelbarer Nähe der Platte die Wirkung der charakteristischen Kupferstrahlung, die aber auf einer kleinen Gasschicht schon völlig absorbiert wird. Der von Kondensationskernen freie Raum unmittelbar vor und hinter der Kupferplatte ist durch Erwärmung der adhärierenden Gasschicht bedingt, die eine Kondensation dort ausschließt. Der Versuch, auch die Interferenzreflexion der Röntgenstrahlen an Kristallen mit dieser Methode nachzuweisen, scheiterte an der geringen Intensität der reflektierten Bündel.

HOLTHUSEN¹⁾ hat, ausgehend von den Beobachtungen WILSONS und von Untersuchungen LENARDS²⁾ über die Elektronenemission die Ionisierungsverhältnisse in Zylinderkondensatoren genau untersucht. Er findet (zum Teil in Übereinstimmung mit älteren Versuchen), daß die Anzahl der Träger abhängt von der Geschwindigkeit der ausgelösten Elektronen, die eine Funktion der absorbierten Wellenlänge ist, und daß sie andererseits abhängt von der Ausnützung der Elektronenstrahlen im Gasraum des Meßkondensators und diese wieder wird durch die geometrischen Verhältnisse bestimmt. Die Wände des Meßraums beeinträchtigen die Ionenbildung aller jener Elektronen, die nicht völlig absorbiert werden, ehe sie die Wände erreichen, vermehren dagegen die Trägerzahl, wenn sie entweder selbst von den Röntgenstrahlen oder von den aus den Gasatomen ausgelösten Elektronen getroffen werden. Bei gleichem bestrahlten Luftvolumen findet HOLTHUSEN in zwei Zylinderkondensatoren von 8 cm und 2,5 cm Durchmesser und bei harten durch 5 mm Aluminium gefilterten Röntgenstrahlen im letzteren Falle eine um 30% kleinere Ionisierung. Bei gleichen absorbierten



Figur 52.

Strahlenenergien nimmt die Ionisierung der Luft mit der Härte der Röntgenstrahlen zu, etwa im Verhältnis 1:2 bei den Wellenlängen 0,7 und 0,26 Å.-E. Bei verschiedenen Härten ist danach die Zahl der erzeugten Ionen nicht proportional der absorbierten Energie.

Die beiden erwähnten Wirkungen der Wände arbeiten einander entgegen und können durch geeignete Dimensionierung der Ionenkammer aufgehoben werden. In einer späteren Arbeit haben dann BECKER und HOLTHUSEN³⁾ teils theoretisch, teils experimentell die Wand- (und Gas-) Wirkung bei verschiedenem Wandmaterial untersucht und festgestellt, daß die Kompensation zwischen der die Ionisierung verringernden Wirkung der Wände und der sie vermehrenden bei Auskleidung der Wände mit Kohle und Paraffin vollständig erreicht wird und auch unbeeinflußt durch die Geschwindigkeit der ausgelösten Kathodenstrahlen erhalten bleibt. Die

¹⁾ H. HOLTHUSEN, Fortschr. a. d. G. d. Röntgenstrahlen **26**, 215. 1919 und **27**, 297. 1920; Phys. Ztschr. **20**, 5. 1919.

²⁾ Zusammenfassend dargestellt in P. LENARD, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg 1918.

³⁾ A. BECKER und H. HOLTHUSEN, Ann. d. Phys. **64**, 625. 1921.

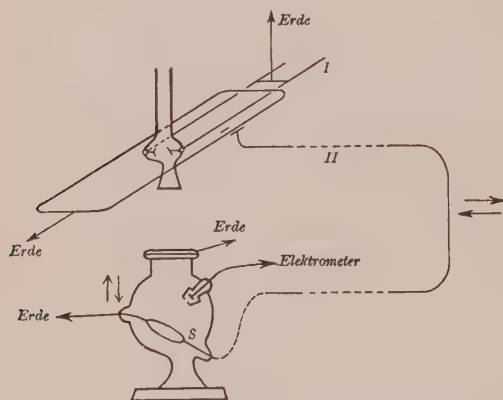
Herstellung dieser Kompensation durch solch geeignetes Wandmaterial hat den Wert, daß die Ionisierungsergebnisse als reine Wirkung des enthaltenen Gases betrachtet werden können, als wäre der Meßraum von Wänden nicht begrenzt.

B. Boos¹⁾ untersuchte neuerdings das Verhältnis der Ionisation zur absorbierten Energie bei unhomogener Strahlung. Er verwandte das Strahlungsgemisch einer Lilienfeldröhre bei 83 kV Maximalspannung. Das Gemisch traf direkt oder gefiltert durch 1—4 dünne Kupferblätter einerseits ein Kupferbolometer, andererseits eine hölzerne Ionenkammer mit Papierfenstern an der Eintritts- und Austrittsstelle der Strahlen, die gegen Wirkung der Streustrahlen außen von Blei umhüllt war und 6 cm lang, 6 cm breit war. Aus den Galvanometerausschlägen im Bolometerkreise und den Entladungszeiten des mit der Ionenkammer verbundenen Elektrometers bei verschiedener Filtrierung konnte Boos berechnen, daß bei einem Strahlungsgemisch von der mittleren Wellenlänge 0,325 Å.-E. dreimal soviel Energie zur Auslösung eines Elektrons absorbiert werden muß als bei einer mittleren Wellenlänge von 0,56 Å.-E. Harte Strahlen zeigen darnach eine geringere ionisierende

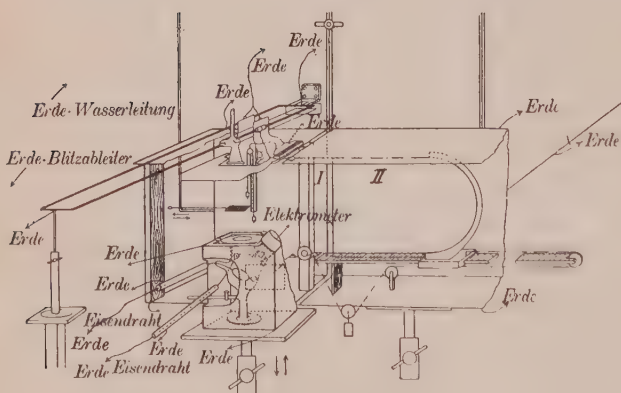
Wirkung als weiche Strahlen. Dieses Ergebnis steht in Widerspruch zu obigen Angaben HOLTHUSENS.

Geschwindigkeitsmessung.

Infolge ihres großen Ionisierungsvermögens setzen die Röntgenstrahlen das Entladungspotential einer Funkenstrecke oder das in einem Geisslerrohre herab.²⁾ Diese Erscheinung nutzte BLONDLOT³⁾ und später MARX⁴⁾, um die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu bestimmen. BLONDLOT betrieb eine Röntgenröhre mit einem HERTZschen Schwingungskreis von 114 cm Wellenlänge, koppelte mit dem Oszillator induktiv eine Funkenstrecke und bestimmte jenen Abstand seiner Röntgenröhre von der Funkenstrecke, bei dem die Funkenentladung am intensivsten war. Vergrößerte er nun den Abstand, so nahm die Intensität der Funken ab; er konnte aber wieder



Figur 53.



Figur 54.

maximale Funkenwirkung in dem vergrößerten Abstände erhalten, wenn er den Drahtweg der elektrischen Wellen um den gleichen Betrag vergrößerte. Hieraus

¹⁾ B. Boos, Zeitschr. f. Phys. **10**. 1. 1922.

²⁾ A. DE HEMPTINNE, C. R. **125**. 428. 1897. — H. STARKE, Wied. Ann. **66**. 1009. 1898.

³⁾ R. BLONDLOT, C. R. **135**. 606, 721, 763. 1902.

⁴⁾ E. MARX, Ann. d. Phys. **33**. 1305. 1910.

schloß er, daß die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen gleich der der elektrischen Wellen, und somit gleich der Lichtgeschwindigkeit sei.

Auch MARX betreibt sein Röntgenrohr mit einem HERTZschen Oszillator. Die von der Röhre ausgehende Strahlung dringt durch ein Metallfenster in einen geerdeten Schutzkasten, in dem sich ein evakuiertes Gefäß befindet, das eine plattenförmige Elektrode und ihr gegenüber einen Faradaykäfig enthält. Die Strahlung erreicht die Elektrode im Schutzkasten nur, wenn die Schwingung die Kathode der Röntgenröhre des Oszillators negativ lädt. (Fig. 53 u. 54.) Die plattenförmige Elektrode ist durch eine Drahtleitung variabel einstellbarer Länge mit dem HERTZschen Oszillator gekoppelt. Sie erhält die gleiche Ladung wie die Kathode der Röntgenröhre zu einer etwas späteren Zeit als diese und die Verzögerung ist gegeben durch die verschiedene Länge des Drahtweges, den die elektrische Welle zu beiden Elektroden durchlaufen muß.

Die Gasentladung zwischen Elektrode und Faradaykäfig setzt nur ein, wenn Röntgenstrahlen auftreten und die dem Gasdrucke von einigen Millimetern Quecksilber entsprechende Intensität der Entladungserscheinungen wird mit einem Elektrometer festgestellt, das mit dem Faradaygefäß verbunden ist; die Intensität wird Null oder ein Minimum, wenn Kathode der Röntgenröhre und Auffangelektrode entgegengesetzt geladen sind. Bei Veränderung des Drahtweges zur Auffangelektrode findet MARX den Abstand zweier Drahtweglängen, die maximale Intensität ergeben, entsprechend der von ihm angewandten Wellenlänge von 130 cm. Bei bestimmter Veränderung des Abstandes zwischen Röntgenröhre und Auffangelektrode verschieben sich die Intensitätsmaxima immer um diesen Betrag. Er schließt daraus, daß die Röntgenstrahlgeschwindigkeit in Luft gleich sei der der elektrischen Wellen längs der Drähte.

FRANCK und POHL¹⁾ haben gegen die Methode Einwände erhoben, weil bei ungenügendem Schutze der Zuleitungen zwischen dem geerdeten Schutzkasten und den isoliert eingeführten Elektroden sich Spannungsdifferenzen ausbilden können, die die Intensität der Entladungen zwischen Auffangelektrode und Faradaykäfig beeinflussen. Die umfangreiche Kontroverse, die sich an diese Versuche anschloß²⁾, hat trotz der vielen Mühe, die auf diese Versuche verwandt worden ist, heute weniger Interesse, da die Wesensgleichheit der Röntgenwellen mit den elektromagnetischen Schwingungen durch die Entdeckung der Beugung der Röntgenstrahlen in zahllosen Analogien erwiesen ist.

Chemische Wirkungen.

Photographie. Von den chemischen Wirkungen, die unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen zustande kommen, ist die wichtigste die Einwirkung der Strahlen auf die photographische Platte. Als RÖNTGEN sie entdeckte, vermutete er, daß durch die Einwirkung der Strahlen in der Schicht eine Fluoreszenz zustande komme. Ob eine direkte Wirkung der Röntgenstrahlen vorliegt, oder eine der durch sie ausgelösten Elektronen ist auch heute noch nicht sichergestellt. Prinzipiell scheint die Wirkung der Röntgenstrahlen auf die Platte der des Lichtes gleich zu sein, es gibt keine Röntgenplatten, die für Licht nicht empfindlich wären. Nach Untersuchungen von VOLLMER und SCHAUM³⁾ verlaufen bei jeder Belichtungsart zwei Vorgänge nacheinander, von denen der eine, erste, das Halogensilber in die entwicklungs-fähige Substanz des latenten Bildes, der andere diese Substanz in die nicht entwick-

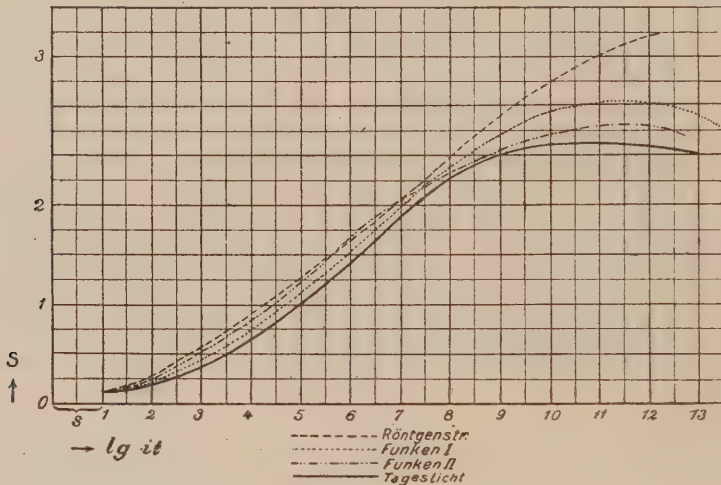
¹⁾ J. FRANCK und R. POHL, Ann. d. Phys. **34**, 396. 1911.

²⁾ Ihr Inhalt ist vom MARXschen Standpunkt ausführlich dargestellt in MARXs Röntgenstrahlen, Handbuch der Radiologie **5**, 280—308. 1919. Die Einwände findet man zusammengestellt bei R. POHL, Physik der Röntgenstrahlen, S. 142—144. 1912.

³⁾ M. VOLLMER und K. SCHAUM, Ztschr. f. wissensch. Photographie **14**, 1. 1914. Dort auch weitere Literatur.

lungsfähige des solarisierten Bildes umwandelt. Aus den Schwärzungskurven (Fig. 55, bei der als Ordinate die Schwärzung, als Abszisse der Logarithmus des Produktes Intensität mal Zeit aufgetragen ist) konnten die Verfasser auf eine besonders starke Anreicherung der entwicklungsfähigen Substanz durch die Röntgenstrahlen schließen.

Sicherlich sind aber auch Unterschiede in der Wirkung von Licht und Röntgenstrahlen vorhanden, denn das Licht wird, wie Mikrotomschnitte durch die Schicht und die Mikrophotographie dieser Schichten gelehrt haben, in der Schicht vollständig absorbiert, bei Röntgenstrahlen findet dagegen, wegen der viel größeren Eindringtiefe keine vollständige Absorption statt; die entsprechenden Mikrotomschnitte



Figur 55.

bei Röntgenstrahlwirkung zeigen die Silberkörner durch die ganze Tiefe der Schicht gleichmäßig verteilt. Man kann also durch Vergrößerung der Schichtdicke die Wirkung der Strahlen auf die Platte vermehren (Röntgenplatten sind im wesentlichen von anderen Platten durch die dicker gegossene Schicht unterschieden). Die größere Zahl der absorbierenden Atome vermehrt die Schwärzung. Nach Untersuchungen von LUMIÈRE¹⁾ wird eine um so günstigere Wirkung erzielt, je feiner das Korn der Platte ist.

Die verschiedenen Frequenzen der Röntgenstrahlen wirken auf die photographische Platte nicht gleichmäßig, sondern je nach der Größe der Absorption in den Elementen der Platte sehr verschieden. Jene Frequenzen, die die charakteristische Strahlung der Brom- und Silberatome kräftig anregen, werden viel stärker absorbiert als diesem Bereiche fernliegende Frequenzen. Über diese Verhältnisse haben die spektrographischen Aufnahmen der Bremsstrahlung, insbesondere die Untersuchungen WAGNERS²⁾ Aufklärung geschaffen. GLOCKER und TRAUB³⁾ haben die Schwärzungskurven verschiedener homogener Röntgenstrahlungen aufgenommen, die sie durch Erregung der charakteristischen Eigenstrahlen in den Elementen Selen bis Barium herstellten. Die Schwärzungskurve verläuft (bei Hauff-Röntgenplatten und Adurolo-entwicklung) als Funktion der Zeit zunächst linear bis die absolute Schwärzung S (definiert durch Logarithmus des Verhältnisses der auf die Plattenstelle auffallenden Intensität zur durchgelassenen) den Wert 0,6 erreicht, dann nimmt die Schwärzung weniger stark zu als der Proportionalität mit der Zeit entspricht und wird von $S = 1,3$

¹⁾ LUMIÈRE, C. R. **128**. 237. 1898.

²⁾ Näheres S. 112.

³⁾ R. GLOCKER und W. TRAUB, Phys. Ztschr. **22**. 345. 1921.

ab genau dem Logarithmus der Zeit proportional. Bei der Schwärzung der Platte durch Röntgenstrahlen ist im Gegensatz zu Licht kein Schwellenwert gefunden worden. Im Wellenlängengebiet der Eigenstrahlen von Selen bis Barium ($\lambda = 1,1$ bis $0,4 \text{ \AA.}$ -E.) fanden GLOCKER und TRAUB für alle Wellenlängen gleiche Schwärzungskurven. BUNSENS Gesetz, daß gleiche Werte des Produktes aus Intensität und Zeit die gleiche Schwärzung liefern, wurde innerhalb der Fehlergrenzen als erfüllt gefunden.

Die Schwärzung der Platte kann also nur bei monochromatischem Röntgenlicht oder bei einem beliebigen aber immer gleichartig zusammengesetzten Strahlengemische als Maß der Intensität dienen; die Intensität verschiedenartiger Strahlengemische läßt sich aus photographischen Aufnahmen nicht erschließen. Diesen Befund bestätigt eine Erfahrung der Röntgenspektrographie, daß die Linien eines Spektrums stets Schwärzungen im gleichen Intensitätsverhältnis zeigen, unabhängig von der gewählten Belichtungszeit.

Wenn eine Platte zuerst den Röntgenstrahlen, dann dem Tageslichte ausgesetzt wird, so treten andere Schwärzungsverhältnisse ein, als wenn die Belichtungen in umgekehrter Reihenfolge geschehen. Diese Erscheinung läßt sich nach SCHAUM und VOLLMER¹⁾ daraus erklären, daß bei der Anwesenheit von Halogen in der Schicht auch die Umkehrung der oben erwähnten chemischen Prozesse eintritt, also nicht entwickelbare Substanz in entwickelbare und entwickelbare in Halogensilber verwandelt wird. Je nachdem nun, ob zuerst Licht oder Röntgenstrahlen die Platte getroffen haben, sind von diesen Substanzen verschieden große Mengen in der Schicht vorhanden und so wird erklärlich, daß Tageslicht nach Röntgenbestrahlung die Schwärzung vermindern kann, Röntgenstrahlen nach der Wirkung des Tageslichtes aber die Schwärzung vertiefen; wegen der Einzelheiten dieser Vorgänge muß auf die Originalarbeit verwiesen werden, sie bringt auch, ebenso wie eine Zusammenstellung der Befunde von TRIVELLI²⁾ einen Literaturnachweis über diese merkwürdigen Vorgänge.

Verfärbungserscheinungen. Zu den chemischen Wirkungen der Röntgenstrahlen gehört weiter die Verfärbung verschiedener Kristalle. Bariumplatinzyanür und andere Platinzyanverbindungen ändern ihre Farbe zum Teil dauernd, andere wieder, wie Flußspat, erleiden Farbänderungen, die durch sichtbares Licht rückgängig gemacht werden können. Auch chemische Prozesse werden durch die Bestrahlung eingeleitet: So kann z. B. aus Jodlösungen in Chloroform und Benzol Jod abgeschieden werden.³⁾ An jeder Röntgenröhre aus manganhaltigem Glase ist nach längerem Gebrauche die während der Strahlung grün leuchtende Halbkugel violett gefärbt; die Färbung wird der Ausscheidung von kolloidalem Mangan zugeschrieben. Dieselbe Verfärbung entsteht im Glase durch Einwirkung der Radiumstrahlen, auch des intensivsten Sonnenlichtes. Bleiglas und Quarzglas, die blau fluoreszieren, werden dauernd braun verfärbt.

Nach DAUVILLIER⁴⁾ werden nur solche Körper von Röntgenstrahlen chemisch verändert, die negative Ionen enthalten. Die beim Auftreffen von Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronen spalten von diesen Ionen langsame Elektronen ab und neutralisieren damit benachbarte positive Träger. Fällt nun Licht auf die neutralisierten Metallatome, so wird der eintretende Photoeffekt aus ihnen wieder ein Elektron auslösen und den ursprünglichen Zustand wiederherstellen. Im übrigen sind die

¹⁾ VOLLMER und SCHAUM, a. a. O.

²⁾ A. P. H. TRIVELLI, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik. **8**. 334. 1911. — Eingehende Angaben über Röntgenphotographie auch bei LÜPPO-CRAMER, Halle 1907.

³⁾ Literatur zur chemischen Wirkung der Röntgenstrahlen: G. HOLZKNECHT, Verh. d. D. phys. Ges. **4**. 25. 1902. — P. VILLARD, C. R. **129**. 882. 1899. — B. WALTER, Fortschr. a. d. Ges. d. Röntgenstrahlen **7**. 1. 1904. — SCHWARTZ, Fortschr. a. d. Ges. d. Röntgenstrahlen **11**. 114. 1906. — A. HARDY und WILLCOCK, Ztschr. f. Röntgenkunde **11**. 161. 1909. — BORDAS, C. R. **145**. 710. 1907. — SACERDOTE, C. R. **149**. 993. 1909. — LEVY, Journ. of the Röntg. Soc. **12**. 13. 1916; **13**. 13. 1917 u. a.

⁴⁾ A. DAUVILLIER, C. R. **171**. 627. 1920.

Verfärbungserscheinungen durchaus ähnlich den bei Kathoden- und β -Strahlen gefundenen.¹⁾

Luminiszenzerregung. In einer großen Reihe von Substanzen werden durch Röntgenstrahlen Luminiszenzvorgänge erregt. SCHUHKNECHT²⁾ hat die Erscheinungen quantitativ mit dem Quarzspektrographen untersucht und sie mit der durch Kathodenstrahlen erregten Fluoreszenz verglichen; beide Erregungsarten umfassen fast vollkommen das gleiche spektrale Gebiet. Die folgende Tabelle zeigt die spektrale Verteilung und die Lage des Intensitätsmaximums der durch Röntgenstrahlen erregten Fluoreszenz bei einigen der von SCHUHKNECHT untersuchten Substanzen. Die spektrale Verteilung ändert sich stark mit dem Gehalte an geringen fremden Beimengungen, wie das auch von der Luminiszenzerregung sichtbaren Lichtes bekannt ist.

Nach NICHOLS und MERITT³⁾ ist die Intensitätsverteilung in einer Fluoreszenzbande unabhängig davon, ob sie durch ultraviolettes Licht, Kathoden- oder Röntgenstrahlen erregt ist.

Das Abklingen der Luminiszenz, die durch Röntgenstrahlen erregt ist, erfolgt ganz so, wie jenes der durch Licht erregten Luminiszenz, nur erstreckt es sich auf eine längere Zeit, dies dürfte mit der größeren Eindringtiefe der Röntgenstrahlen zusammenhängen.

Tabelle 7 (nach SCHUHKNECHT).

Substanz	Spektralgebiet in	Lage des Maximums
Flußspat	364—240	284
Flußspat mit Eisenspat	390—231	280
Scheelit	480—375	433
Zinksulfid	509—412	450
Platinkalziumzianür	490—412	450
Platinbariumzianür	509—442	480
Platinkalziumzianür	509—455	480
Uranammoniumfluorid	440—380	410
Röntgenröhre	509—300	375

Luminiszenzvorgänge spielen sich unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen auch im menschlichen Auge ab, sie machen es möglich, bei geschlossenem Auge eine intensive Röntgenstrahlung wahrzunehmen.⁴⁾ Hornhaut, Linse, Glaskörper und Retina werden zur Fluoreszenz angeregt; das Sehvermögen wird dadurch nicht beeinflusst.

In neuere Zeit haben WICK⁵⁾ und NEWCOMER⁶⁾ ersterer Uransalze, letzterer etwa 500 (meist organische) Stoffe auf ihre Fluoreszenz unter der Wirkung der Röntgenstrahlen untersucht. Die Intensität des Fluoreszenzlichtes findet NEWCOMER proportional der Energie, mit der die Röntgenröhre gespeist wird. Besonders intensive Erregung im Ultraviolett fand er bei Natriumbromid, im gelbgrünen Gebiete bei Benzoesäure und ihren Abkömmlingen, sowie bei Naphthalinderivaten. WICK, der die Phosphoreszenz der Salze (bei -200°C) untersuchte, fand sie intensiver bei vorheriger Bestrahlung mit Röntgenlicht, entsprechend der größeren Volumenwirkung, als bei

¹⁾ Untersucht vor allem von E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. **54**, 371. 1895; **60**, 491. 1897; Phys. Ztschr. **3**, 149. 1902; WIEDEMANN und SCHMIDT, Wied. Ann. **64**, 28. 1898 und anderen. Ausführliche Zusammenstellung der diesbezüglichen Literatur bei ST. MEYER und E. SCHWEIDLER, Radioaktivität, Leipzig, Teubner, 1916. S. 198.

²⁾ C. SCHUHKNECHT, Ann. d. Ph. **17**, 717. 1905. Eine qualitative Untersuchung findet man auch bei BARY, C. R. **130**, 776. 1900.

³⁾ NICHOLS und MERITT, Phys. Rev. **21**, 247. 1905 und **28**, 349. 1909.

⁴⁾ Zuerst beobachtet von G. BRANDES, Berl. Berichte 1896. S. 547. Die analoge Wirkung der Radiumstrahlen wurde von GIESEL 1899 gefunden.

⁵⁾ F. G. WICK, Phys. Rev. **5**, 418. 1915.

⁶⁾ H. S. NEWCOMER, Journ. Am. Chem. Soc. **42**, 1997. 1920.

sichtbarem Lichte.— Auch Gase zeigen nach Röntgenbestrahlung eine ausgesprochene Phosphoreszenz; sie ist an jeder Röntgenröhre sichtbar und dürfte der Wiedervereinigung der Ionen zuzuschreiben sein.

Die Fluoreszenz unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen ist mehrfach zur Intensitätsmessung verwandt worden. Stoffe, die nicht nachleuchten und keine Fluoreszenzermüdung zeigen, sind am geeignetsten zur Herstellung der Fluoreszenzschirme. Die meiste Verwendung finden Bariumplatinzyanür, Zinksulfid und wolframsaures Kalzium (Scheelit). GUILLEMINOT¹⁾ und nach ihm andere verglichen die durch Röntgenstrahlen erregte Fluoreszenz mit der durch eine konstante radioaktive Strahlquelle erzeugten, RUTHERFORD und MC CLUNG²⁾ verglichen die Fluoreszenzhelligkeit photometrisch mit einer Lichtquelle bekannten Energiewertes. Alle diese Methoden leiden daran, daß der Umwertungskoeffizient der Energien in der Abhängigkeit von der Wellenlänge unbekannt ist, daß ebenso wie bei der photographischen Methode der Intensitätsbestimmung durch die Erregung der charakteristischen Eigenstrahlen in den Atomen des fluoreszierenden Stoffes Täuschungen möglich werden³⁾ und dazu kommt noch, daß es kaum gelingt, die Empfindlichkeit des Schirmes an allen Stellen gleich groß zu erhalten. BIQUARD⁴⁾ hat jüngst eine fluorometrische Methode beschrieben, bei der so viele gleichartige Fluoreszenzschirme hintereinander geschaltet wurden, daß volle Absorption der Strahlung eintrat; die Summe der erhaltenen Helligkeiten war ihm ein Maß für die Gesamtenergie der Strahlen. Er fand mit dieser Methode die Energie einer Coolidgeöhre zwischen 28 und 88 kV proportional der dritten Potenz der angelegten Spannung.

Das Gebiet der Fluoreszenz des Scheelits im Blauvioletten macht ihn besonders geeignet zur Verwendung als Verstärkungsschirm bei photographischen Aufnahmen. Auch zeigt er in chemisch reinem Zustande nur geringes Nachleuchten. Seit es GEHLER gelungen ist, die Korngröße der Verstärkungsschirme außerordentlich herabzusetzen, haben sie eine große Verbreitung erlangt. Der Schirm muß unmittelbar auf der empfindlichen Schicht der Platte aufliegen, um eine diffuse, die Schärfe der Zeichnung verwischende Schwärzung der Platte zu verhindern, es wird entweder durch die Glasseite der Platte oder durch den Schirm bestrahlt. Man kann bei guten Schirmen mit dem zwanzigsten Teil der Belichtungszeit rechnen. Genaue Untersuchungen über die verstärkende Wirkung hat HODGSON⁵⁾ angestellt, er findet in guter Übereinstimmung mit SCHÜHKNECHT das Spektralgebiet der Fluoreszenz des Scheelites zwischen 510 und 375 $\mu\mu$. BROGLIE⁶⁾ zeigte mit spektral zerlegter kontinuierlicher Strahlung, daß bei der Wellenlänge $\lambda = 1,25 \text{ \AA.-E.}$ die verstärkende Wirkung der Schirme noch kaum merklich ist. Sie steigt von da an bis zur Absorptionsbande des Wolframs 0,179 $\text{\AA.-E.}$ gleichmäßig an und wächst dort sprunghaft zu noch höherem Betrage. Ist also schon die photographische Methode zur Intensitätsmessung im Spektrum ungeeignet, so wird auch bei Verwendung von Verstärkungsschirmen kein hinreichender Ausgleich geschaffen. Zur Feststellung diskreter Strahlungsgebiete ist sie dagegen äußerst wertvoll, da die langen Belichtungszeiten wesentlich verkürzt werden können.

Wirkung auf Selen. Röntgenstrahlen teilen mit Licht die Eigenschaft, den elektrischen Widerstand des Selen zu vermindern. Die von PERREAU⁷⁾ aufgefundene Tatsache konnte zu quantitativen Untersuchungen erst benutzt werden, als die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Selen genauer untersucht worden waren.

¹⁾ H. GUILLEMINOT, C. R. **140**, 711. 1905.

²⁾ RUTHERFORD und MC CLUNG, Proc. Roy. Soc. **67**, 245. 1900.

³⁾ Unterschiede in der Wirkung der Röntgenstrahlen verschiedener Härte fand F. VOLZ (Phys. Ztschr. **18**, 185. 1917) bei der Fluoreszenz des Willemit (SiO₄Zn₂).

⁴⁾ R. BIQUARD, C. R. **168**, 851. 1919.

⁵⁾ M. B. HODGSON, Phys. Rev. **12**, 431. 1918; Journ. Frankl. Inst. **187**, 357. 1919.

⁶⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **177**, 849. 1920.

⁷⁾ PERREAU, C. R. **129**, 956. 1899.

ATHANASIADIS¹⁾ fand bei Röntgenstrahlen die gleiche Widerstandsänderung mit zunehmender Intensität wie bei Licht, die Leitfähigkeit ist proportional Intensität bei momentaner Belichtung, proportional der Wurzel aus der Intensität bei sehr langer Belichtung. Durch FÜRSTENAU²⁾ wurde die Selenzelle in die Meßtechnik eingeführt, die störenden Nebenwirkungen, Änderung des Widerstandes mit der Zeit und Änderungen in der Dunkelheit, sollen bei seinen Zellen behoben sein. Die K-Absorptionsbande des Selens liegt bei 0,979 Å.-E., für technische Zwecke im allgemeinen also sehr günstig; über den Zusammenhang der Leitfähigkeit mit der Wellenlänge der Röntgenstrahlung liegen aber exakte Messungen nicht vor. Bei harten Strahlen, die wenig absorbiert werden, wird die Selenzelle, auch wenn es gelingt alle ihre ausgesprochenen Ermüdungserscheinungen dauernd zu überwinden, die Intensität immer zu gering angeben, und die Methode wird mehr zur qualitativen Orientierung als zur quantitativen Messung brauchbar sein.

Biologische Wirkung.

Die ersten Beobachtungen biologischer Wirkungen der Röntgenstrahlen wurden bald nach der Entdeckung der Strahlen gemacht, sie wurden der Ausgangspunkt überaus zahlreicher Untersuchungen, waren aber anfangs mehr zufälliger Art, da zunächst noch keinerlei Meßmethoden für die Intensität und Härte der Strahlung bestanden, die von Biologen oder Ärzten hätten leicht gehandhabt werden können. Erst die allmähliche Entwicklung der Dosierungsmethoden hat quantitative Beobachtungen möglich gemacht.

Die biologische Wirkung auf die Zelle ist wahrscheinlich durchaus vergleichbar der ionisierenden Wirkung der Röntgenstrahlen (BARKLA). Auch bei ihr sind wohl nicht die Röntgenstrahlen selbst, sondern die von ihnen an den Atomen der Zellen ausgelösten Elektronen, bzw. die bei deren Absorption auftretenden physikalisch-chemischen Prozesse das Wirksame.

Es scheinen alle, normale und erkrankte Zellen, empfindlich gegen die Einwirkung der Strahlen zu sein, eine Zelle ist aber nach allgemein erhärtetem Befund um so empfindlicher, je jugendlicher sie ist oder auch je weniger sie speziellen physiologischen Funktionen des Gesamtorganismus angepaßt ist. Die größte Empfindlichkeit weisen sie im Stadium der Zellteilung auf. Vom Zellstoffwechsel scheint die Empfindlichkeit nicht abzuhängen. Sogenannte organotypische Zellen, die bestimmte differenzierte Tätigkeiten ausüben, (und sehr langlebig sein können) sind weniger empfindlich.

Die Schädigung der Zellen durch die Strahlen beginnt regelmäßig im Zellkern. Die mikroskopische Untersuchung bestrahlter Gebiete zeigt Zellkernschädigungen in den verschiedensten Stadien gleichzeitig, am ausgeprägtesten wieder bei den empfindlichen Zellen. Die Kerne zeigen sich entweder zusammengeballt (Pyknose) oder sie verfallen (Autolyse). Zugleich sieht man ein Hereinwuchern von Bindegewebe in das bestrahlte Gebiet als typischsten und vielleicht auch wichtigsten Vorgang. Bei stark bestrahlten Zonen führt die Zerstörung zu Hohlraumbildungen, Vakuolen.

Die Heilwirkung der Strahlen beruht darauf, daß eine Reihe von pathologischen Zellformen weniger differenziert ist als die Zellen ihrer Umgebung und daher gegen die Strahlwirkung empfindlicher ist. Ein Teil der Wirkungen ist aber auch nicht lokaler Art, sondern indirekt durch den Zellzerfall herbeigeführt. Der Zellzerfall wirkt im Kreislauf und führt zu Fernwirkungen, wie der Anreicherung des Bindegewebes. Auf solchen Wirkungen beruhen auch die verhältnismäßig starken Änderungen im Blutbilde durch sehr kleine absorbierte Strahlungsenergien, die

¹⁾ G. ATHANASIADIS, Ann. d. Phys. **27**, 890, 1908.

²⁾ R. FÜRSTENAU, Phys. Ztschr. **16**, 276, 1915; Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen **24**, 390, 1917.

noch keinerlei Lokalwirkungen hervorbringen können. Vielleicht sind die Vibroplasten selbst empfindlich gegen die Strahlen und werden aus dem ganzen Körper herangeholt (CASPARI).

Das Bestreben, die pathologischen Zellformen nicht nur an der Körperoberfläche, sondern auch in tieferen Gewebelagen durch Röntgenstrahlen zu schädigen oder zu vernichten, hat zur Entwicklung der Tiefentherapie geführt, die heute selbst ein großes Spezialgebiet geworden ist und die ihrerseits für Apparatebau, Röhrenbau, Entwicklung der Meß- und Schutzapparate von großer Bedeutung geworden ist.

Im ersten Jahrzehnt nach RÖNTGENS Entdeckung galt es für aussichtslos, in der Tiefe des menschlichen Körpers hinreichende Strahlenwirkungen ohne Schädigung der Gewebe erzielen zu wollen. Erst seit etwa 1905 wurde (vor allem von DESSAUER) die Möglichkeit, tief gelegene Zellen unter gleichen Bedingungen wie oberflächlich gelegene zu behandeln, untersucht und entwickelt. Man will in der Tiefe des Körpers einen relativ engen Wellenlängenbereich derartig harter, (durch Metall vorgefilterter) Strahlen wirken lassen, daß die Intensitätsverteilung in diesem Spektralgebiete beim Durchdringen des Gewebes nicht mehr merklich verändert wird. (Körpergewebe absorbiert etwa ebenso stark wie Wasser.) Exakte Untersuchungen darüber, ob die biologische Wirkung der Röntgenstrahlen proportional der absorbierten Energie, ob sie für harte und weiche Strahlen verschieden sind, ob sie nur katalytischer Art sind, sind in den letzten Jahren in Angriff genommen worden¹⁾, auch erstrebte man durch bewußte Anwendung der charakteristischen Sekundärstrahlen die Strahlenmenge örtlich zu erhöhen, indem versucht wurde, die geeigneten Eigenstrahler im erkrankten Gewebe selbst anzureichern.²⁾

Eine gleichmäßige Bestrahlung größerer Körperteile ist noch immer eine recht schwierige Angelegenheit. Da bei der Bestrahlung stets mit einem Gemisch von Strahlen verschiedener Wellenlänge gearbeitet werden muß, so kommt durch die Absorption in den der Strahlquelle zunächst liegenden Teilen stärkere Absorption zustande als in den Entfernteren, weil schon in den ersten Schichten die weichen Strahlen aus dem Gemisch herausabsorbiert werden; in die größeren Tiefen dringen nur die härteren, wenig absorbierbaren Strahlungsbestandteile. Man entzieht daher meist die weichen (übrigens sehr stark wirksamen) Bestandteile dem Gemische von vornherein durch geeignete Filtrierung. Auch dann noch nimmt die Intensität der übrig bleibenden Strahlen im Körper mit der Entfernung von der fast punktförmigen Strahlquelle quadratisch ab. Um dem zu entgehen, und um ein Gebiet möglichst gleichartig zu bestrahlen, wählt man den Abstand des Bestrahlungsobjektes gleich so groß, daß die Tiefenausdehnung des Objektes gegen ihn klein ist. Verstärkte Wirkung in der Tiefe der Organe erzielt man, wenn mehrere Strahlenkegel sich an diesem Orte überkreuzen. Weiter ist sehr zu beachten, daß bei der Bestrahlung mit weit geöffneten Röntgenlichtbüscheln die in irgendeiner Tiefe des Körpers vorhandene Intensität nicht einfach aus dem Gesetz von der quadratischen Abnahme und aus der Absorption berechnet werden kann, sondern daß von allen um den betrachteten Ort herumliegenden Teilen, die auch von Röntgenstrahlen getroffen worden sind, sekundäre Streustrahlung hinzukommt. Durch Rechnung ist der hinzukommende Intensitätsbetrag nicht zu ermitteln. Daher ist man in jüngster Zeit von verschiedener Seite daran gegangen, mit neuen Arbeitsmethoden experimentelle Aufschlüsse über die Energieverteilung im Innern eines Körpers bei verschiedenartiger Bestrahlungsweise (mit engen und weiten Bündeln) zu erhalten, indem man z. B., wie DESSAUER und VIERHELLER³⁾ es ausführten, in einem nach Größe und chemischer Zusammensetzung dem Körpergewebe gleichenden Bade die Intensität der Strahlung auf photo-

¹⁾ Näheres in dem Werke von KRÖNIG und FRIEDRICH, Grundlagen der Strahlentherapie. 1918; auch in DESSAUERS Therapie des Karzinoms mit Röntgenstrahlen. 1912.

²⁾ J. LÖWENTHAL, Strahlentherapie. 1914. Heft I; SALZMANN, D. med. Wochenschr. 1915. Nr. 8; STEFF u. CERMAK, Münchn. med. Wochenschr. 1918. S. 1102.

³⁾ F. DESSAUER und VIERHELLER, Tiefenwirkung der Röntgenstrahlen, Strahlentherapie 12.

graphischem Wege von Punkt zu Punkt bestimmte. An der Hand der so erhaltenen Werte lassen sich die Verteilungskurven in verschiedenen Quer- und Längsschnitten angeben und diese Ergebnisse können als Grundlage für die Dosierung der Strahlung verwendet werden. Dabei wird der längst gefundenen Tatsache Rechnung getragen, daß die Intensität der nach verschiedenen Richtungen ausgesandten Streustrahlen durchaus nicht gleichmäßig verteilt ist (vergl. S. 98).

Für den praktisch mit Röntgenstrahlen arbeitenden Forscher ist es wichtig, im Auge zu behalten, daß außer den jugendlichen Zellen — das Hodengewebe und darin wiederum die Spermatozoen sind besonders empfindlich — auch die den Strahlen am meisten ausgesetzte Hautoberfläche von den Strahlen leicht geschädigt wird. Die Hautverletzung geht von der einfachen Rötung bis zur Zerstörung der Haut und Geschwürbildung je nach der absorbierten Energie. Verbrennungen leichter Art (zuerst erkennbar an starkem Prickeln der Haut) heilen leicht, ohne eine andere Nachwirkung als eine bisweilen dauernde Verfärbung der Haut zu hinterlassen. Stärkere Verbrennungen sind sehr schmerzvoll, heilen nur langsam bei starker, bleibender Pigmentierung. Sehr starke Verbrennungen sind meist nicht heilbar, ihre dauernde Schädigung des Körpers kann dann nur durch Entfernung der verletzten Gewebeteile behoben werden. Dabei macht sich die Verbrennung nicht sofort bemerkbar, sondern erst nach einer Latenzzeit, die mit ungefähr 12 Tagen angegeben wird. Auch die wiederholte Wirkung kleiner Dosen, die an sich keine Verbrennung ergeben, kann mit der Zeit recht gefährlich werden und zu ernstesten Erkrankungen bis zu krebsartigen Geschwüren führen. Schutzmittel gegen die Schädigung sind Schirme aus Bleiblech (2—3 mm), Bleiglas, außerdem Bleigewebe und Bleigummi, aus denen Schürzen, Handschuhe und dgl. erzeugt werden. Trotz zahlreicher Untersuchungen ist noch nicht mit Sicherheit festgestellt, ob Strahlen verschiedener Härte die gleiche oder verschiedene spezifische Wirkung haben. Auch die Experimente, die an wirbellosen Tieren angestellt worden sind, geben keinen Aufschluß, da bei ihnen den Zellen nicht durchaus die gleichen Aufgaben zukommen, wie im menschlichen Körper. Mikroben scheinen im menschlichen Körper durch die Strahlen nicht getötet zu werden.

Bremsstrahlung.

Umfang des Röntgenspektrums. Röntgenstrahlen entstehen erfahrungsgemäß dann, wenn Elektronen genügend hoher Geschwindigkeit in ihrer Bewegung stark gehemmt werden. Die Herkunft der Elektronen ist dabei gleichgültig, sie können entstanden sein bei der selbständigen Entladung in hochevakuierten Räumen, können von weißglühenden Körpern ausgehen, können unter dem Einfluß von sichtbarem, ultravioletttem Licht oder Röntgenstrahlen von den Körpern ausgehen (Photoeffekt) oder radioaktiven Ursprungs sein. Wesentlich ist die schnelle Änderung großer Geschwindigkeiten. Große Geschwindigkeiten erhalten die Elektronen nur unter Einwirkung großer Feldstärken und sie behalten sie nur in weit evakuierten Räumen. Deshalb sind bisher alle Versuche, Röntgenstrahlen bei Entladungen in nicht evakuierten Räumen zu erhalten, mißglückt. Wenn ein Elektron der Spannung von V Volt im Vakuum ausgesetzt ist, so erlangt es eine Wucht $\frac{m v^2}{2} = eV$, wenn m , v , e , Maße, Geschwindigkeit, Ladung des Elektrons bezeichnen.

Über die Beziehung zwischen Spannung und Elektronengeschwindigkeit, deren Kenntnis für die Literatur der Röntgenstrahlung von großer Bedeutung ist, möge hier eine Tabelle eingeschaltet werden, die außer den Geschwindigkeiten und zugehörigen Spannungen noch einige experimentelle Angaben über die den betreffenden Spannungen entsprechenden Funkenlängen zwischen Spitzen und zwischen Kugeln von 5 cm Durchmesser enthält. Sie ist zusammengestellt in Anlehnung an eine von

DAVEY¹⁾ gegebene Tabelle und beruht auf den experimentellen Untersuchungen von BUCHERER, STEINMETZ, ALGERMISSEN, und die Geschwindigkeiten sind unter Berücksichtigung der Relativtheorie errechnet. Die Fig. 56 gibt den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Spannung oder Funkenlänge bildlich wieder.

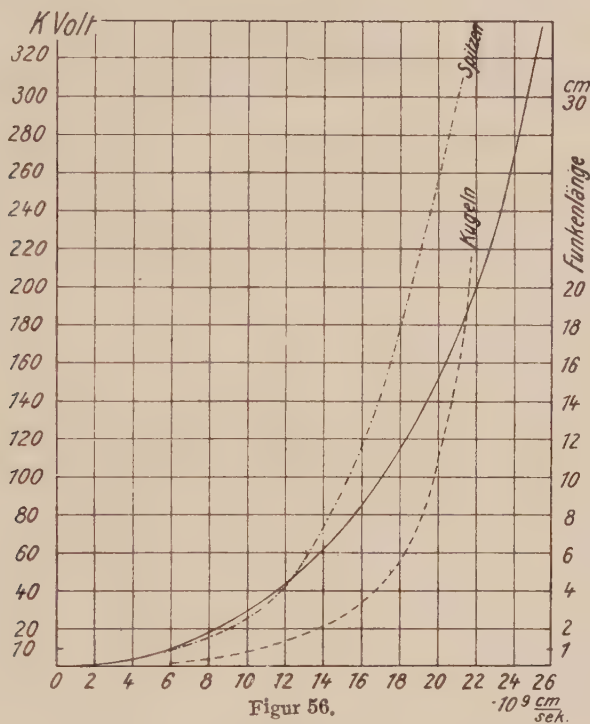


Tabelle 8.

Geschwindigkeit in cm/sec	Spannung in kV	Funkenlänge zwischen Spitzen in cm	Funkenlänge zwischen Kugeln von $2r = 5$ cm
0,188 · 10 ⁹	0,01	—	—
0,421	0,05	—	—
0,595	0,10	—	—
0,883	0,22	—	—
1,248	0,44	—	—
1,331	0,50	—	—
1,88	1,00	0,1	—
4,21	5,00	—	—
6,00	10,30	0,8	0,2
7,50	16,20	1,3	0,4
9,00	23,77	2,0	0,7
16,20	30,90	2,7	0,9
12,00	44,00	4,3	1,4
15,00	72,8	9,3	2,7
18,00	113,4	19,6	5,6
21,00	172,9	30,0	16,2
24,00	268,9	(67)	—
25,20	327,7	(82)	—

Die angegebenen Funkenlängen der Tabelle 8 sind nicht als Präzisions-, sondern nur als Näherungswerte aufzufassen; die eingeklammerten Zahlen sind einer Unter-

¹⁾ W. P. DAVEY, Aus X-Ray Studies. General Electrical Company, Schenectady 1919.

suchung von BACK und DESSAUER¹⁾ entnommen. Genauere Werte der Schlagweiten für Kugelfunkenstrecken enthält die folgende Tabelle 9, die im Jahre 1915 vom American Institute of Electrical Engineers aufgestellt wurde.

Tabelle 9.
Schlagweite für Kugelfunkenstrecken.
Schlagweite in Millimetern.

Kilovolt		Kugeldurchmesser							
Scheitel- wert	Effektivwerte für Sinusform	62,5 mm		125 mm		250 mm		500 mm	
		Eine Kugel geerdet	Beide Kugeln isoliert	Eine Kugel geerdet	Beide Kugeln isoliert	Eine Kugel geerdet	Beide Kugeln isoliert	Eine Kugel geerdet	Beide Kugeln isoliert
14,1	10	4,2	4,2	—	—	—	—	—	—
28,3	20	8,6	8,6	—	—	—	—	—	—
42,4	30	14,1	14,1	14,1	14,1	—	—	—	—
56,5	40	19,2	19,1	19,1	19,1	—	—	—	—
70,7	50	25,5	25,0	24,4	24,4	—	—	—	—
84,8	60	34,5	32,0	30,0	30,0	29,0	22,0	—	—
99	70	46,0	39,5	36,0	36,0	35,0	35,0	—	—
113	80	62,0	49,0	42	42	41	41	41	41
127	90	—	60,5	49	49	46	25	46	45
141,4	100	—	—	56	55	52	51	52	51
170	120	—	—	79,7	71	64	63	63	62
198	140	—	—	108	88	78	77	74	73
226	160	—	—	150	110	92	90	85	83
255	180	—	—	—	138	109	106	97	95
283	200	—	—	—	—	128	123	108	106
311	220	—	—	—	—	150	141	120	117
340	240	—	—	—	—	177	160	133	130
368	260	—	—	—	—	210	180	148	144
396	280	—	—	—	—	250	203	163	158
424	300	—	—	—	—	—	231	177	171
452	320	—	—	—	—	—	265	194	187
481	340	—	—	—	—	—	—	214	204
509	360	—	—	—	—	—	—	234	221
537	380	—	—	—	—	—	—	255	239
566	400	—	—	—	—	—	—	276	257

Bei weniger als 10kV an der Röhre (Kathodenstrahlgeschwindigkeit $6 \cdot 10^9$ cm/sec) sind die entstehenden Röntgenstrahlen so weich, daß sie die Glaswand technischer Röhren nicht durchdringen. Die Röhren müssen dann entweder Teile aus besonders durchlässigem Glase (Li-Glas nach Vorschlag LINDEMANN²⁾) haben oder Fenster aus dünner Metall-, Glimmer-, Gelatinefolie. Freilich halten solche Fensterröhren weniger vakuumdicht.

WEHNELT und TRENKLE³⁾ beschleunigten die Elektronen einer Oxydkathode und erhielten noch bei 400 Volt ($v = 1,2 \cdot 10^9$ cm/sec) Röntgenstrahlen, die 0,004 mm Aluminium zu durchdringen vermochten. DEMBER⁴⁾ beschleunigte mit 65 Volt lichtelektrisch erregte Elektronen ($0,5 \cdot 10^9$ cm/sec) und wies bei ihrer Bremsung Röntgenstrahlen nach; später gelang ihm der Nachweis der Strahlen auch bei 17 Volt

¹⁾ E. BACK und F. DESSAUER, Verh. d. D. phys. Ges. **21**. 168. 1919.

²⁾ F. A. und Ch. L. LINDEMANN, Ztschr. für Röntgenkunde. Heft 4. 1911.

³⁾ A. WEHNELT und W. TRENKLE, Ber. d. phys. med. Soc. Erlangen **37**. 312. 1905.

⁴⁾ H. DEMBER, Verh. d. d. phys. Ges. **13**. 601. 1911; **15**. 560. 1913.

(etwa $0,25 \cdot 10^9$ cm/sec). THOMSON¹⁾ gelang der Nachweis der Röntgenstrahlen noch bei 10 Volt ($0,2 \cdot 10^9$ cm/sec).

Nach neueren spektrometrischen Methoden sind die längsten sicher ausgemessenen Wellenlängen die charakteristische K-Linie des Natriums mit 11,883 Å.-E. und die L-Linie des Kupfers mit 13,309 Å.-E. Auf indirektem Wege hat KURTH²⁾ neuerdings Eigenstrahlungen noch weit größerer Wellenlänge festgestellt aus den Knicken photoelektrischer Aufladungskurven einer von den Strahlen einer Röntgenröhre bei verschiedenen Röhrenspannungen getroffenen Platte. Ähnliche Versuche führten MOHLER und FOOTE³⁾ aus. Ergebnisse beider Untersuchungen sind in Å.-E.:

Tabelle 10.

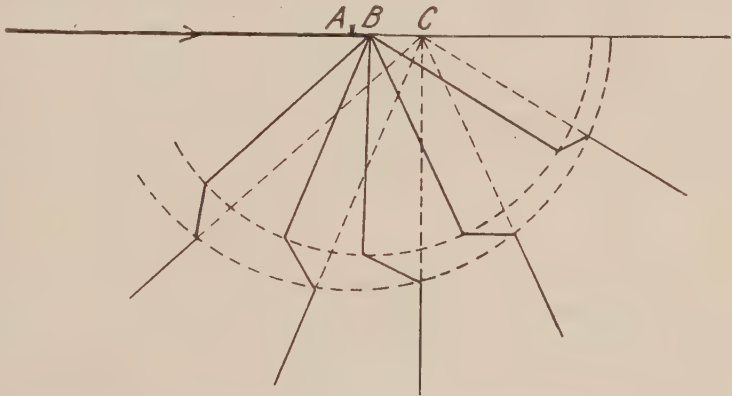
	K-Strahlen	L-Strahlen	M-Strahlen	N-Strahlen
Kohle	42,6	375	—	—
Sauerstoff	25,8	218	—	—
Natrium	—	—	353	—
Magnesium	—	263	374	—
Phosphor	—	98	130	—
Schwefel	—	81,2	101	—
Eisen	—	16,3	54,3	247
Kupfer	—	12,3	41,6	119

E. HOLWECK⁴⁾ hat bei neuen Untersuchungen über die Absorption langwelliger Röntgenstrahlen noch bei 25 Volt mit Sicherheit Röntgenstrahlen einer Glühkathodenröhre mit Molybdänantikathode nachgewiesen, die eine Wellenlänge von 493 Å.-E. haben. Die Lücke zwischen den kürzesten ultravioletten Wellen (etwa 600 Å.-E.) und den längsten Röntgenwellen ist also nur noch sehr klein.

Nach der Seite der kürzesten Wellen ist die Erzeugung der Röntgenstrahlen begrenzt durch den Bau der entsprechenden Transformatoren⁵⁾ und den Bau der Röhren, die solche Spannungen aufnehmen, ohne durchzuschlagen. Die augenblickliche Grenze dürfte bei 1000 kV liegen.

Impulstheorie.

Eine Impulstheorie der Röntgenstrahlen wurde von WIECHERT⁶⁾ STOKES⁷⁾, THOMSON⁸⁾ entwickelt; ihr liegt zugrunde die Anschauung, daß bei der plötzlichen Bremsung des Elektrons eine Energie, eine elek-



Figur 57.

¹⁾ J. J. THOMSON, Phil. Mag. **28**, 620. 1914.

²⁾ E. H. KURTH, Phys. Rev. **17**, 528. 1921; **18**, 99. 1921.

³⁾ F. L. MOHLER und P. D. FOOTE, Phys. Rev. **18**, 94. 1921 und Sc. Pap. of the Bureau of St. No. 425. 1921. Weitere Untersuchungen dieser Art führten aus: A. L. HUGHES, Phil. Mag. **43**, 145. 1922; RICHARDSON und BAZZONI, Phil. Mag. **42**, 1015. 1921; J. HOLTSMARK, Phys. Zeitschr. **23**, 252. 1922.

⁴⁾ E. HOLWECK, C. R. **171**, 849. 1920; **172**, 439. 1921.

⁵⁾ F. DESSAUER, Verh. d. d. phys. Ges. **19**, 1. 1917.

⁶⁾ E. WIECHERT, Phys. ökon. Ges. Königsberg 1—48, 1896.

⁷⁾ G. G. STOKES, Proc. Carrebr. Soc. **9**, 215. 1896.

⁸⁾ J. J. THOMSON, Phil. Mag. **45**, 172. 1897.

tromagnetische Störung, ein Impuls sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raume ausbreite. Das mit der Geschwindigkeit v bewegte Elektron führt sein Kraftfeld mit sich, trifft bei A (Fig. 57) auf die Atome der Antikathode, und wird auf der Strecke $A-B$ zur Ruhe (bzw. zu molekularer Geschwindigkeit) gebracht. Das Kraftfeld des bewegten Elektrons geht über in das des ruhenden. Nach einer Zeit t herrscht außerhalb der Kugelschale mit dem Radius $c \cdot t$ — das Elektron würde ohne Bremsung in der Zeit t den Weg $A-C$ zurückgelegt haben — noch das Feld des bewegten Elektrons, innerhalb der Kugelschale mit dem Radius $c \cdot (t - \tau)$ herrscht das Kraftfeld des ruhenden Elektrons, τ ist die Bremszeit. Die Schichtdicke der Störungsschicht wird Impulsbreite $= \lambda$ genannt, sie ist wegen der exzentrischen Lage der beiden Kugelschalen vom Winkel φ zwischen der Bewegungsrichtung des Elektrons und der Beobachtungsrichtung abhängig. Sie ist $\lambda = c \cdot \tau - \frac{v}{2} \cdot \tau \cdot \cos \varphi = c \tau \left(1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi \right)$, wenn $\beta = v/c$.

Das gleichförmig bewegte Elektron und das ruhende „strahlen nicht aus“. Die Energieausstrahlung erfolgt nur in der Bremszeit.

ABRAHAM¹⁾ hat zuerst den Energiefluß in der Zeit dt in einer bestimmten Richtung ausgerechnet und findet unter Voraussetzung konstanter Beschleunigung $\dot{v}$ die in der Zeit dt durch die Flächeneinheit gestrahlte Energie gleich

$$dS = \frac{1}{4\pi} \frac{e^2}{c^3 r^2} \dot{v}^2 \frac{\sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^6} dt.$$

Die ausgestrahlte Energie ist also proportional der Komponente der Beschleunigung $\dot{v}$, die auf der Beobachtungsrichtung φ senkrecht steht; in Richtung der Beschleunigung selbst ist daher keine Ausstrahlung vorhanden. SOMMERFELD²⁾ hat den Gesamtenergiefluß für die Richtung φ berechnet zu

$$S = \frac{e^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 c^2 r^2} \left(\frac{1}{(1 - \beta \cos \varphi)^4} - 1 \right) \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi}.$$

Er konnte durch weitere Entwicklung der Formeln für die Strahlung innerhalb eines Kegels bestimmter Öffnung folgern, daß bei hoher Kathodenstrahlgeschwindigkeit, also sehr harten Röntgen- oder Gamastrahlen, die Energie fast ganz innerhalb bestimmter Richtungen ausgestrahlt wird. Vier Fünftel der Energie werden bei $\beta = 9/10$ innerhalb eines Hohlkegels von 35° Öffnung, bei $\beta = 99/100$ von 12° ausgestrahlt und die Maxima der Strahlung liegen bei 15 bzw. 5° .

Wenn v/c sehr klein ist, dann ist die ganze ausgestrahlte Energie einfach gegeben durch

$$J = \frac{2e^2 v^2}{3c^3 \tau}.$$

Da die Impulsbreite in Richtung des ankommenden Elektrons nach obiger Beziehung um den Bremsweg kleiner ist als senkrecht zu ihr, so ergibt sich, daß nach verschiedenen Richtungen verschiedene Härten der Bremsstrahlung auftreten

müssen. WIEN³⁾ berechnete für 59 kV das Verhältnis $\frac{\lambda_{\max.}}{\lambda_{\min.}}$ zu 1,63. FRIEDRICH⁴⁾

wies die Abhängigkeit der Impulsbreite vom Emissionswinkel experimentell nach. Er benützte ein technisches Platinantikathodenrohr bei 45 kV, glich die ungleichmäßige Wandstärke der Röhre durch aufgeklebte Glasstücke aus und fand durch elektrometrische Intensitätsmessungen die folgenden Zahlen für die prozentuale Absorption der Strahlen nach Einschalten von:

¹⁾ M. ABRAHAM, Ann. d. Phys. **10**, 105. 1903.

²⁾ A. SOMMERFELD, Phys. Ztschr. **10**, 969. 1909; Sitzungsber. der bayr. Akad. München, math. Klasse **41**, 11. 1911.

³⁾ W. WIEN, Ann. d. Phys. **18**, 991. 1905.

⁴⁾ W. FRIEDRICH, Ann. d. Phys. **39**, 377. 1912.

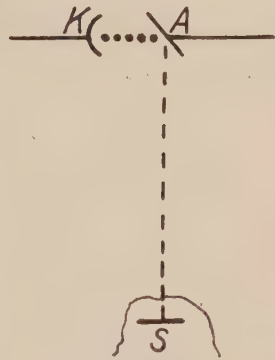
Tabelle 11.

	70°	103°	133° Emissionswinkel
0,666 mm Glas . . .	30,7	33,9	35,3
0,0025 „ Platin . . .	26,2	28,8	23,9
0,005 „ „ . . .	41,5	44,8	45,4

STARK¹⁾ hat ähnliche Versuche über die räumliche Verteilung der Impulsbreite um eine dünne Kohleantikathode auf photographischem Wege gemacht, aus denen er auf ein Minimum der Impulsbreite bei 70° schloß. KIRSCHBAUM²⁾ fand, als er mit Gleichspannungen von 10—50 kV an Kohle und Platinantikathoden Untersuchungen anstellte, nur bei Spannungen unter 25 kV kleine Unterschiede im Absorptionskoeffizienten der Strahlung; das Verhältnis der Koeffizienten für die Winkel 80 und 120° betrug nur 0,955³⁾. ZECHER⁴⁾ untersuchte mit zwei SEEMANNschen Spektrographen die Strahlung einer Glühkathodenröhre mit Molybdänantikathode und fand das Verhältnis der Wellenlänge bei 160° zu der bei 120° gleich 0,89 bei einer Röhrenspannung von 80 kV. WAGNER⁵⁾ untersuchte die Frage, ob auch die Mindestwellenlänge im Spektrum eine Richtungsabhängigkeit zeige, spektrometrisch an einem Röntgenrohre, bei dem unter den Winkeln 90° und 150° beobachtet werden konnte. S. Fig. 65, S. 59. Seine Röhrenspannung betrug 8—10 kV. Er fand keinen Einfluß der Richtung auf das Minimum der erregten Wellenlängen. Jedoch konnte er aus der Intensität der Ionisierung feststellen, daß die rückläufige Strahlung sich im Mittel schon bei diesen geringen Röhrenspannungen weicher erwies.

Polarisation. Nach der Theorie von WIECHERT und STOKES erfolgt die Abbremsung der schnell bewegten Kathodenstrahlelektronen sehr plötzlich und in der Richtung ihrer Anfangsgeschwindigkeit. Die beim Übergange des elektromagnetischen Feldes des bewegten Elektrons in das elektrostatische des ruhenden entstehende Röntgenstrahlung ist vollkommen polarisiert, da allen Elektronen gleiche Richtung der Auftreffgeschwindigkeit und gleiche Abbremsrichtung zugeschrieben wird. Der elektrische Vektor parallel der Bremsrichtung liegt in der Ebene der Elektronengeschwindigkeit und des Röntgenstrahles, der magnetische Vektor steht senkrecht auf ihm, beide senkrecht auf der Strahlrichtung. In Wirklichkeit haben weder alle Elektronen gleiche Richtung, noch wird ihre Abbremsung ohne Richtungsänderung erfolgen, daher kann das Experiment nur unvollständige, teilweise Polarisation nachweisen.

Die Polarisation der Röntgenstrahlen ist zuerst von BARKLA⁶⁾ nachgewiesen worden. Wird ein aufs Atom treffendes Elektron in der Richtung seiner Geschwindigkeit gebremst, so ist in der Zeichenebene der Fig. 58 der elektrische Vektor des gezeichneten Röntgenstrahles parallel der Richtung $K-A$. Trifft er auf die Atome eines Körpers S , so werden die Elektronen dieser Atome parallel $K-A$ beschleunigt und strahlen selbst wieder Röntgenstrahlung aus und zwar maximal senkrecht zur Zeichenebene. BARKLA konnte in einer auf der Richtung $A-S$ in S senkrechtstehenden Ebene teilweise Polarisation durch Ionisationsmessungen nachweisen. BARKLAS Versuche wurden



Figur 58.

¹⁾ J. STARK, Phys. Ztschr. **11**, 107. 1910.

²⁾ H. KIRSCHBAUM, Ann. d. Phys. **46**, 85. 1915.

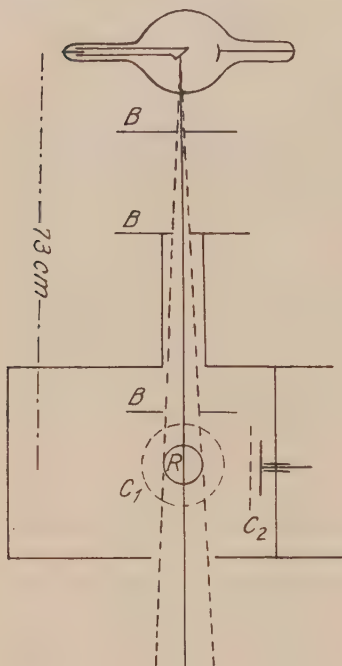
³⁾ Vgl. dazu auch M. LANG, Diss. Frankfurt 1917.

⁴⁾ G. ZECHER, Ann. d. Phys. **63**, 28. 1920.

⁵⁾ E. WAGNER, Phys. Ztschr. **21**, 621. 1920.

⁶⁾ C. G. BARKLA, Phil. Trans. London **204**, 467. 1905; Proc. Roy. Soc. **77**, 247. 1906.

von HAM¹⁾, VEGARD²⁾ und vor allem von BASSLER³⁾ erweitert und bestätigt. BASSLER ließ (Fig. 59) primäre Strahlen auf eine Paraffinkugel von 5 cm Durchmesser auf-
fallen. Die Blenden begrenzten das Bündel. Zwei Kondensatoren, bestehend aus

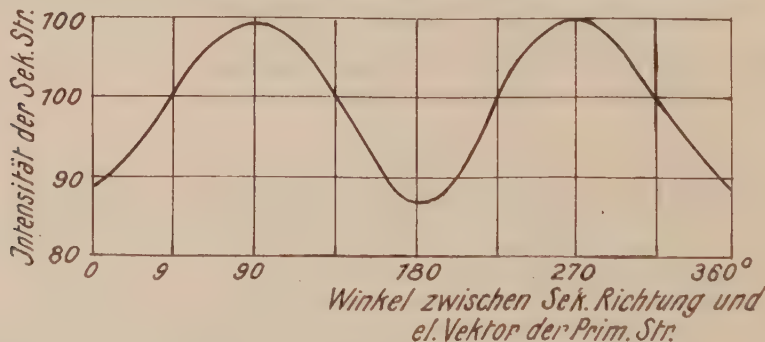


Figur 59.

Netz und Platte C_1 , C_2 messen die Streustrahlung in der auf dem Zentralstrahl senkrecht stehenden Ebene. Sie stehen über und seitlich vom Strahler in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Die Röntgenröhre ist um das Bündel als Achse drehbar. Die Platten der Kondensatoren sind mit einem Blattelektrometer verbunden, an dem Netze liegen ± 100 Volt. Als Nullstellung der Röhre gilt die, bei der die Kathodenstrahlen senkrecht nach oben gehen, Winkel werden im Sinne der Rechtsschraube gezählt. BASSLER bezeichnet seine beiden Ionisationsströme mit E_H und E_E , die Differenz $E_H - E_E$ kann er durch Differentialschaltung der Ionenkammern bestimmen. Als Maß der Polarisation nimmt er den Betrag $P = 100 \cdot \frac{E_H - E_E}{E_H + E_E}$. An seiner

Paraffinkugel erhält er eine Polarisation von 16%. Für verschiedene Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung der Sekundärstrahlen und dem elektrischen Vektor der Primärstrahlen sind bei 11% Polarisation die Intensitätsverhältnisse aus der Fig. 60 zu ersehen. Eine Rotation der Röntgenröhre um ihre Längsachse ist ohne Einfluß.

Der Betrag der Polarisation ist abhängig von der Natur des Strahlers: Petroleum, Benzin, Schwefelkohlenstoff, Äther (die Flüssigkeiten in Glaskugeln untersucht) verhalten sich ähnlich wie Paraffin, Aluminium gibt nur 6% Polarisation, auch an Blei ist sie nachweisbar. Der Nachweis gelingt aber nur bei Körpern, die bei der betreffenden Primärstrahlenhärte keine selektive Absorption aufweisen. Auch



Figur 60.

bei ihnen wird der Betrag der Polarisation geringer, wenn die Härte der Primärstrahlen, die Frequenz zunimmt. Die Bremsung primärer wie sekundärer Elektronen erfolgt dann wohl seltener in der Geschwindigkeitsrichtung, um so öfter erst nach Zickzackwegen. Das zeigt die kleine Tabelle:

¹⁾ W. R. HAM, Phys. Rev. **30**, 96, 1910.

²⁾ L. VEGARD, Proc. Roy. Soc. **83**, 379, 1910.

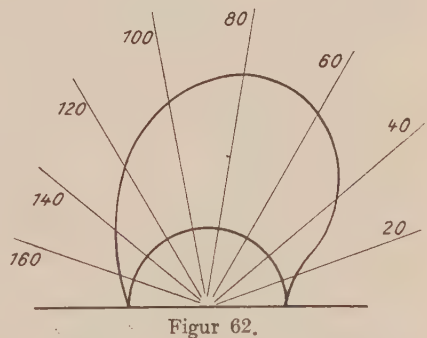
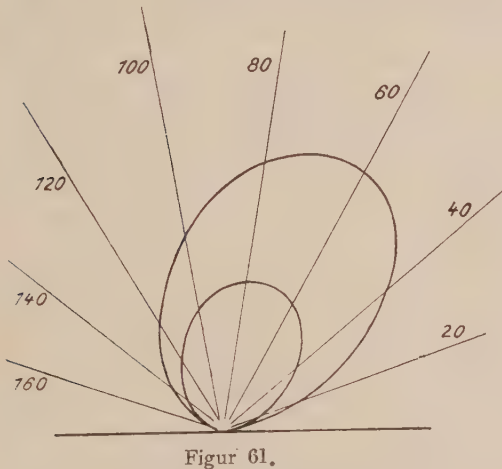
³⁾ E. BASSLER, Ann. d. Phys. **28**, 808, 1909.

Tabelle 12.

Parallelfunkstrecke in cm	4	5	6	8	9	12	20
% Polarisation an Paraffin	16	13	9	8	—	3	2
% Polarisation an Aluminium . . .	—	—	6	—	4	3	—

Da die nicht geradlinig abgebremsten Elektronen die weichen Bestandteile des Strahlungsgemisches verursachen, erhält man bei konstanter Spannung größere Polarisation, wenn die weichen Bestandteile durch Filterung entfernt werden. So findet BASSLER die Polarisation in einem Falle von 10 auf 20% gesteigert, wenn er ein Filter von 0,02 mm Platin vorschaltet. Das Maximum der Polarisation liegt nicht beim Winkel 90° zwischen Sekundärstrahlrichtung und Richtung des elektrischen Vektors der Primärstrahlen, sondern bei 70°. BASSLERS Versuche, die Polarisation auch photographisch nachzuweisen, waren erfolglos, ebenso ähnliche Versuche HAGAS¹⁾, erst HERWEG²⁾ gelang der Nachweis, als er die Versuche HAGAS wiederholte und die Strahlen einer Kohlenantikathode auf einen Kohlekegel fallen ließ, den ein Film umgab; er fand fast vollständige Polarisation.

Räumliche Intensitätsverteilung. Nach der Bremstheorie kann die Energie nicht gleichmäßig über eine im Raume gedachte Kugel verteilt sein; in Richtung der Bremsung und in der entgegengesetzten Richtung ist die Intensität Null, ein zur Röntgenstrahlrichtung senkrechter elektrischer Feldvektor ist da nicht möglich. SOMMERFELD³⁾ hat die Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung unter verschiedenen Winkeln theoretisch untersucht. Seine Rechnungen zeigen, daß die Intensität der Strahlung in einer Richtung, die den Winkel φ mit der Bremsrichtung bildet, proportional ist dem Ausdrucke $\frac{\beta^2 \sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^2}$, dabei ist β das Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. Die hieraus bei endlicher Bremszeit sich ergebende Intensitätsverteilung bei verschiedenen Geschwindigkeiten der auftreffenden Kathodenstrahlen zeigt im Polardiagramm die Fig. 61, und zwar für die Elektronen-



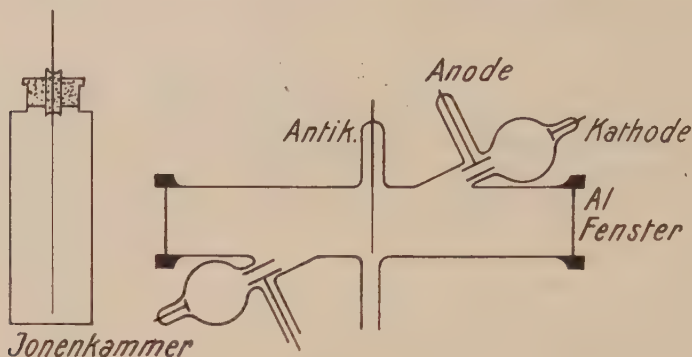
geschwindigkeiten von einem Drittel und einem Fünftel der Lichtgeschwindigkeit. Da aber an jeder Antikathode auch charakteristische Strahlung entsteht und diese nach den Versuchen von BARKLA und AYRES gleichmäßig um den Strahler verteilt ist, so ist eine Verteilung zu erwarten, die sich aus der Überlagerung beider ergeben muß, wie das schematisch die Fig. 62 andeutet.

¹⁾ H. HAGA, Ann. d. Ph. **23**, 439. 1907.

²⁾ J. HERWEG, Ann. d. Phys. **29**, 398. 1909.

³⁾ A. SOMMERFELD, Phys. Ztschr. **10**, 969. 1909.

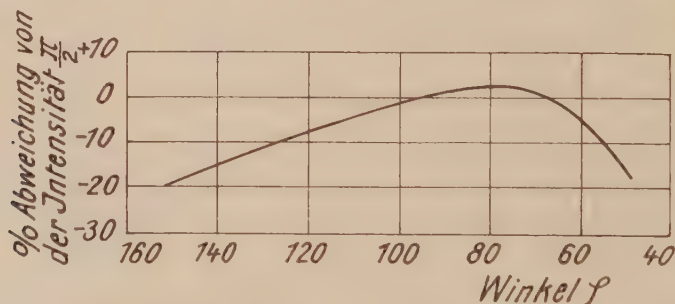
Einen ersten Hinweis auf die von der Theorie geforderte Verteilung, die wegen der überlagerten charakteristischen Eigenstrahlung so stark verdeckt wird, fand KAYE.¹⁾ Er beobachtete mit der aus der Fig. 63 verständlichen Anordnung die



Figur 63.

Röntgenstrahlung auf der Eintritts- und Austrittsseite der Kathodenstrahlen und fand, daß die Austrittsstrahlung die Eintrittsstrahlung an Intensität und Härte übertrifft. Seine Antikathoden waren dünne Blätter aus Al, Cu, Au, und Pb. Bei einer dünnen Al-Antikathode von 0,0001 mm Dicke war bei etwa 20 kV Röhrenspannung die Austrittsstrahlung 3mal so stark als die Eintrittsstrahlung.

HAM²⁾ hat die Intensität der Strahlung um eine Bleiantikathode bei Röhrenspannungen von 10 bis zu 22 kV untersucht. Sein Rohr hatte mehrere Tubusansätze, die mit gleichdicken Glasplatten abgeschlossen waren, die Intensitäten der austretenden Strahlungen wurden elektrometrisch gemessen. HAM konnte nur feststellen, daß die Intensität stets am größten bei 90° war, eine Unsymmetrie fand er nicht. Bei höheren Spannungen, bei denen durch die stark erregten charakteristischen Strahlen die zu erwartende Unsymmetrie stark verdeckt wird, konnte sie jedoch FRIEDRICH³⁾ sicher nachweisen. Sein Röntgenrohr betrieb er mit 45–50 kV. Ungleichheiten in der Wandstärke wurden durch Zusatz gleichartiger Glasstücke genau ausgeglichen. Er untersuchte die Intensitätsverteilung auf photographischem und elektrometrischem Wege und fand in beiden Fällen eine deutliche Verschiebung der maximalen Emission nach der Richtung der primären Kathodenstrahlen. Die



Figur 64.

Kurve der Fig. 64 gibt für verschiedene Winkel den prozentualen Intensitätsunterschied gegen die Intensität bei 90°. Bei Absorption der weichen charakteristischen

¹⁾ G. W. C. KAYE, Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**. 269. 1909.

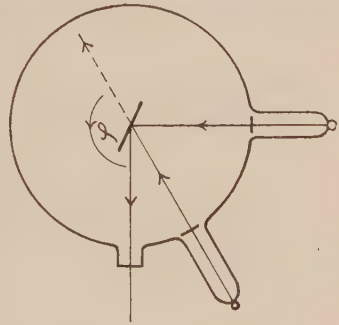
²⁾ W. R. HAM, Phys. Rev. **30**, 96. 1910.

³⁾ W. FRIEDRICH, Ann. d. Phys. **39**. 377. 1912.

Strahlung durch dünne Platinfolie wurde der Intensitätsunterschied noch stärker. Auch das Minimum der Emission unter dem Winkel von 0° , konnte FRIEDRICH aus der photographischen Schwärzung nachweisen.

In guter Übereinstimmung mit den Formeln SOMMERFELDS fand LOEBE¹⁾, daß das Maximum der Intensität sich mit zunehmender Härte nach den kleineren Azimutwinkeln (zw. Kathodenstrahl- und Röntgenstrahlrichtung) verschiebe und daß die Intensität der Röntgenstrahlen bei einem Winkel von 0° ein deutliches Minimum hat. Seine Röntgenstrahlen wurden in einem Kohlehalbzylinder als Antikathode erzeugt, sie hatten nur Kohle, kein Glas und die Kohle nach allen Winkeln in gleicher Dicke zu durchdringen, ehe sie den um den Kohlezylinder gelegten Film trafen, der mit einem HARTMANNschen Mikrophometer ausgemessen wurde.

KIRSCHBAUM²⁾ fand sowohl die Platin-, wie die Kohlestrahlung unsymmetrisch. Das Intensitätsverhältnis liegt bei 12—50 kV für eine Kohle-Antikathode zwischen 1,50 und 1,90, für die Platinantikathode zwischen 1,07 und 1,28. Bei 28 kV wurde die maximale Intensität in einer Richtung von 66° ausgestrahlt. WAGNER³⁾, der an einer Fensterröhre mit zwei Kathoden seine Untersuchungen ausführte (Fig. 65), untersuchte die spektrale Intensitätsverteilung bei den zwei Azimuten von 90° und 150° und fand bei 10,2 kV die Form der Kurven vollkommen übereinstimmend, doch unterschieden sich die Intensitäten bei langen Wellen recht wenig bei kurzen immer mehr, in der Nähe der kurzwelligen Spektralgrenze verhielten sie sich wie 1:1,7. Der Unterschied tritt also bei spektral zerlegter Strahlung deutlich in Erscheinung.



Figur 65.

Von einer Darstellung der Korpuskulartheorie der Röntgenstrahlen und den Experimenten, auf die sie sich stützte, möge abgesehen werden, da ihr heutzutage wenig Bedeutung zukommt. Eine eingehende Darstellung findet sich in dem Buche: W. H. BRAGG, Durchgang der α -, β -, γ - und Röntgenstrahlen durch Materie. Deutsch v. ICKLÉ. Leipzig 1913.

Quantentheorie und Bremsstrahlung. Nach dem Quantenansatz von PLANCK-EINSTEIN ist $e \cdot V = h \cdot \nu$, wobei h = das PLANCKsche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der entstehenden Strahlung. Diese von EINSTEIN⁴⁾ selbst ins Gebiet der Röntgenfrequenzen eingeführte Beziehung zur Erklärung und Deutung des STOKESSchen Gesetzes hatte sich schon vor der Entwicklung der Röntgenspektrometrie als fruchtbringendes heuristisches Mittel zur Aufklärung vieler Erscheinungen erwiesen; genaue Messungen über die Erfüllung des Gesetzes konnten aber erst gemacht werden, als man erkannt hatte, daß der kontinuierliche Teil des Röntgenspektrums der Bremsstrahlung zuzuschreiben sei. Die Untersuchungen müssen sich dabei freilich auf die Gültigkeit der Gleichung für die Höchstwerte der Frequenz beschränken, d. h. auf die Prüfung der Gleichung $e \cdot V = h \cdot \nu_{\max}$. Die erste derartige Untersuchung von DUANE und HUNT⁵⁾ führte zur Entdeckung eines für jede Spannung festliegenden Endes des kontinuierlichen Spektrums und bestätigte das Gesetz zwischen 24 und 40 kV. Es wurde dabei eine Coolidge-Röhre und ein BRAGGsches Ionenspektrometer benutzt. HULL⁶⁾ dehnte die Versuche bei im wesentlichen gleicher Anordnung bis 95 kV aus. Eine genaue spektrometrisch-photographische

¹⁾ W. W. LOEBE, Diss. Greifswald 1914.

²⁾ H. KIRSCHBAUM, Ann. d. Phys. **46**, 85, 1915.

³⁾ E. WAGNER, Phys. Ztschr. **21**, 621, 1920.

⁴⁾ A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. **17**, 140, 1905.

⁵⁾ DUANE und HUNT, Phys. Rev. **6**, 166, 1915.

⁶⁾ A. W. HULL, Phys. Rev. **7**, 156, 1916.

Untersuchung von LEDOUX-LEBARD¹⁾ und DAUVILLIER bestätigte die Gültigkeit für die Bremsstrahlung außer bei Wolfram auch bei Platin und Nickelantikathoden bis 110 kV. Die Spannungsmessung wurde dabei mit dem elektrostatischen Voltmeter von ABRAHAM-VILLARD²⁾ ausgeführt, sie ist bei allen diesen Untersuchungen die am wenigsten exakte Messung. DESSAUER und BACK³⁾ fanden bis zu 216 kV ($\lambda = 0,057$ A.-E.) Übereinstimmung mit der Formel. Es hängt danach die bei der Bremsung der Kathodenstrahlen entstehende Höchsfrequenz nicht von der Atomart ab, sondern nur von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

Auch bei Anlegen einer ganz bestimmten Gleichspannung ist nicht zu erwarten, daß gemäß der Quantenbeziehung $eV = h\nu$ die entstehende Strahlung nur eine Frequenz ν aufweise. Nur die wenigsten der auf die Antikathode einfallenden Elektronen werden die Atome so treffen, daß ihre ganze Energie absorbiert wird und in entsprechender Strahlungsform erscheint, die meisten werden so gegen die Atome treffen, daß nur ein Teil ihrer Energie oder nacheinander mehrere Teile in Strahlung umgewandelt werden. Es entsteht keine einheitliche monochromatische Strahlung, sondern ein kontinuierliches Spektrum wird sich daraus ergeben. Die von der Röntgenröhre ausgehenden Bremsstrahlen sind dem weißen Lichte zu vergleichen.

Nutzeffekt. Schon bald nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen wurden Untersuchungen darüber angestellt, wie groß die Energie der entstehenden Strahlung sei im Verhältnis zur Wucht der auf die Kathode prallenden Elektronen, wie groß also der Nutzeffekt dieser Energieumwandlung sei.

Zuerst hat die Energie der Röntgenstrahlen wohl DORN⁴⁾ gemessen. Er brachte die Strahlen in Metallblechen zur Absorption, die in ein luftthermometerartiges Gefäß eingeschlossen waren, und eichte seine Meßanordnung mit der JOULEschen Wärme von Strömen, die er durch die Bleche schicken konnte. Aus seinen Beobachtungen errechnete er, daß auf die Einzelentladung ein Energiebetrag von etwa 10^{-4} g-cal komme. Exakte Versuche über die Energie der Röntgenstrahlen haben dann zunächst WIEN, CARTER, ANGERER mit der Thermosäule ausgeführt, SCHÖPS, RUTHERFORD und MC CLUNG, ANGERER mit Bolometern, BUMSTEAD mit einem Flügelradiometer und ADAMS mit einem BOYSSchen Radiomikrometer.⁵⁾ Die Größe der Energie, die auf den Einzelschlag des Induktors kommt, ergab nach einer von POHL⁶⁾ zusammengestellten Tabelle für den Einzelschlag

Tabelle 13.

DORN 1897	1,8—3,0·10 ⁻⁴ g-cal	} Ohne Korrektur für die Absorption im Glase
SCHÖPS 1899	2,0	
RUTHERFORD u. CLUNG 1900	1,9	
ANGERER 1907	bis 1,25	
ADAMS 1907	0,5	
W. WIEN 1905	0,47	} 59 kV, 32% Absorption berücksichtigt
CARTER 1906	1,61	

Die Energie stieg mit zunehmender Röhrenspannung und zunehmendem Primärstrom. Die Strahlung nach der Rückseite der Antikathode ist dabei nicht berücksichtigt und verdoppelt daher den Betrag.

¹⁾ LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER, C. R. **164**. 687. 1917.

²⁾ ABRAHAM-VILLARD, C. R. **153**. 1201. 1911.

³⁾ FR. DESSAUER und E. BACK, Verh. d. D. phys. Ges. **21**. 168. 1919.

⁴⁾ E. DORN, Wied. Ann. **63**. 160. 1897.

⁵⁾ W. WIEN, Ann. d. Phys. **18**. 991. 1905. — E. CARTER, Ann. **21**. 955. 1906. — E. ANGERER, Ann. d. Phys. **21**. 87. 1906. — K. SCHÖPS, Diss. Halle 1899. — E. RUTHERFORD und MC CLUNG, Phys. Ztschr. **2**. 53. 1900. — H. A. BUMSTEAD, Phil. Mag. **11**. 292. 1906. — J. ADAMS, Proc. Am. Acad. **42**. 67. 1907. — W. SEITZ, Phys. Ztschr. **7**. 689. 1906.

⁶⁾ R. POHL, Physik der Röntgenstrahlen **1**. 5.

Die Energie der auftreffenden Kathodenstrahlen ist leicht zu bestimmen, wenn die Antikathode, wie das etwa bei den älteren Wasserkühlröhren mit dünnem Platinopf der Fall ist, als Kalorimeter benutzt werden kann. Das Verhältnis beider Energien gibt dann den Nutzeffekt. Genaue Messungen von SEITZ und CARTER zeigen jedenfalls, daß mit zunehmender Spannung der Nutzeffekt linear ansteigt. Er beträgt nach CARTER $0,1\text{--}0,5\text{‰}$, im Bereich von $20\text{--}60\text{ kV}$, wenn die Strahlung die Glaswand durchdringen muß; bei einer Aluminiumfensterröhre findet SEITZ im Bereich von $1,7\text{--}3,7\text{ kV}$ $0,2\text{--}0,9\text{‰}$.

Da das Verhältnis der Energien $\frac{E_K}{E_K}$ proportional der Spannung V ist, so ist, weil $E_K \sim V$, E_R proportional mit V^2 ; denn $e \cdot V = \frac{mv^2}{2}$ s. S. 50.

BEATTY¹⁾ hat mit einer Al-Fensterröhre und einer $1,5\text{ m}$ langen, mit Methyljodid gefüllten Ionenkammer die Röntgenstrahlenergie bestimmt; den Nutzeffekt findet er gleich $0,51 \cdot 10^{-4} \cdot A \cdot \frac{v^2}{c^2}$ (A Atomgewicht, v , c Elektronen- und Lichtgeschwindigkeit). RUTHERFORD und BARNES²⁾ finden bei Untersuchungen an einer Glühkathodenröhre, die sie bei konstanter Gleichspannung von $48\text{--}96\text{ kV}$ und konstantem Strom von $2,9 \cdot 10^{-5}\text{ Amp.}$ untersuchen, aus Absorptionsmessungen bei den Spannungen

48	64	96 kV	
1,18	1,98	2,74	$= 10^{-3}$ für den Nutzeffekt,

wobei der Absorptionsverlust im Glase berücksichtigt ist, während nach der Formel von BEATTY 1,54, 1,82, 2,74 zu erwarten wäre. WEEKS³⁾ hat bolometrische Messungen bei Glühkathodenröhren mit Wo-Antikathoden angestellt. Sein gut gegen Wärmeabfluß geschütztes Bolometer sitzt in einem Dewargefäß. Er findet bei Effektivspannungen von $28\text{--}54\text{ kV}$ die Größe des Nutzeffektes zwischen $0,58$ und $1,78 \cdot 10^{-3}$.

Da man annehmen muß, daß die Elektronen klein sind gegenüber dem Atomdurchmesser, so wäre zu vermuten, daß bei zunehmender Elektronendichte eine größere Ausnutzung der Kathodenstrahlenergie erfolge, weil dann die Zahl der wirksamen Zusammentreffen der Elektronen mit dem Atom steigen sollte. LILIENFELD hat eine solche Abhängigkeit vermutet und auch die Härte der Strahlen abhängig von der Elektronendichte gefunden. Doch haben seine Befunde Nachprüfungen bisher nicht stand gehalten⁴⁾. Nach einer von LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER angestellten Überschlagsrechnung⁵⁾ trifft erst auf 10^8 Atome ein Elektron bei der starken Belastung von 10 mA bei 20 kV . Daher sei zu erwarten, daß auch eine hundertfache Erhöhung der Elektronendichte im Brennfleck immer noch eine schlechte Energieausnutzung ergeben werde; um merkbare Einflüsse der Elektronendichte auf den Nutzeffekt nachweisen zu können, müßte man diese schon millionenfach erhöhen.

Die Wirkung des Antikathodenmaterials auf die Energie der Röntgenstrahlung ist von KAYE, WHIDDINGTON, CARTER, BRAININ, DUANE und SHIMIZU untersucht worden. Die wichtigsten der Ergebnisse finden sich zusammengestellt auf S. 7.

Der Einfluß des Antikathodenmaterials auf die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum ist von W. A. HULL⁶⁾ bei konstanter Spannung von 43 kV und konstantem Strom von $6,5\text{ mA}$ an Molybdän und Wolfram untersucht worden; er fand für beide Metalle die gleiche Kurvenform und das Verhältnis der maximalen Intensitäten proportional dem der Atomzahlen: $42:74$ (Fig. 67). Das Ergebnis steht

¹⁾ BEATTY, Proc. Roy. Soc. **89**. 314, 1914.

²⁾ RUTHERFORD und BARNES, Phil. Mag. **30**. 36, 1915.

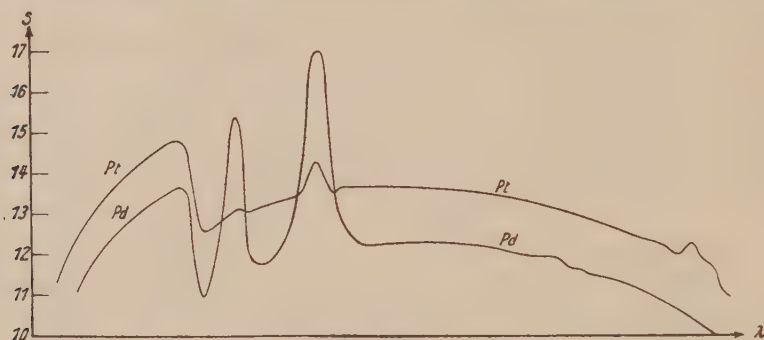
³⁾ WEEKS, Phys. Rev. **10**. 564, 1917.

⁴⁾ Eine Zusammenstellung der Ergebnisse LILIENFELDS findet sich im Jahrbuch d. Elektr. **16**. 105—184. 1920 und 303—301f. 1920. Im gleichen Bande auch eine kritische Entgegnung E. WAGNERS **16**. 190. 1920.

⁵⁾ LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER, Les rayons X. S. 31.

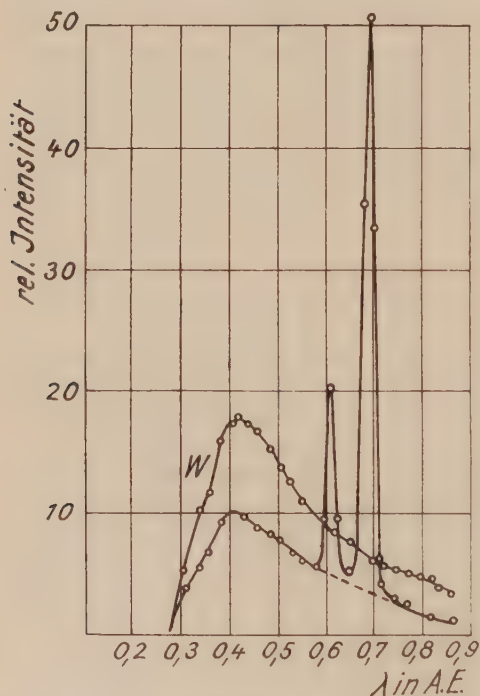
⁶⁾ A. W. HULL, Phys. Rev. 1917.

mit den KAYESchen Versuchen in guter Übereinstimmung. LILIENFELD¹⁾ fand bei spektrographischem Vergleich von Platiniridium mit Molybdän gleiche Schwärzung in gleichem Spektralbereiche; er führt sein abweichendes Ergebnis auf die oben erwähnte besonders hohe Elektronendichte im Brennfleck zurück und auf einen besonders steilen Spannungsverlauf an seiner Röhre. Doch stehen seine Ergebnisse mit allen Versuchen anderer Autoren in Widerspruch und sind auch nicht durch Photometrieren, sondern nur durch augenscheinlichen Vergleich gewonnen.



Figur 66.

E. WAGNER²⁾ verglich spektrographisch die Strahlungen von Platin und Palladium bei streng gleichem Entladungs- und Röhrenzustand, gleichen photographischen Bedingungen und gleichen Absorptionsverhältnissen im Strahlenverlauf. Beide Metalle waren in der gleichen Röhre als zwei sich berührende Halbkreisscheiben angeordnet. Der Fokus des Kathodenstrahlbündels, traf durch magnetische Ablenkung veranlaßt, beim oszillierenden Hingange des Drehkristalls das eine, bei dessen Rückgange das andere Metall und ein beweglicher Bleistreifen vor der photographischen Platte verdeckte im gleichen Tempo die obere und untere Hälfte der Aufnahme. Die Auswertung der Spektren mit einem registrierenden Photometer von KOCH ergab die Schwärzungskurven der Fig. 66. Das kontinuierliche Spektrum des Pt weist (außer dort, wo sich charakteristische Strahlungen überlagern) durchaus die größere Schwärzung, und zwar im Verhältnis der Atomzahlen, auf, der Schwärzungsverlauf ist bei beiden Metallen völlig gleich.



Figur 67.

Intensitätsverteilung im Spektrum.

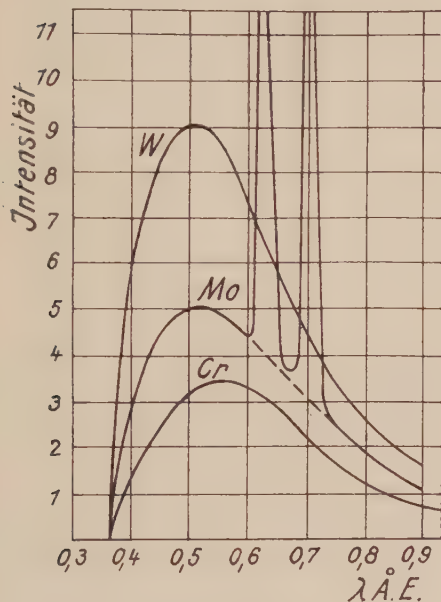
Auch die HULLSchen Kurven für Mo und W zeigen die Überlagerung der charakteristischen Strahlung über das kontinuierliche Spektrum (Fig. 67). Er

¹⁾ J. E. LILIENFELD, Phys. Ztschr. **19**, 263 und 514, 1918.

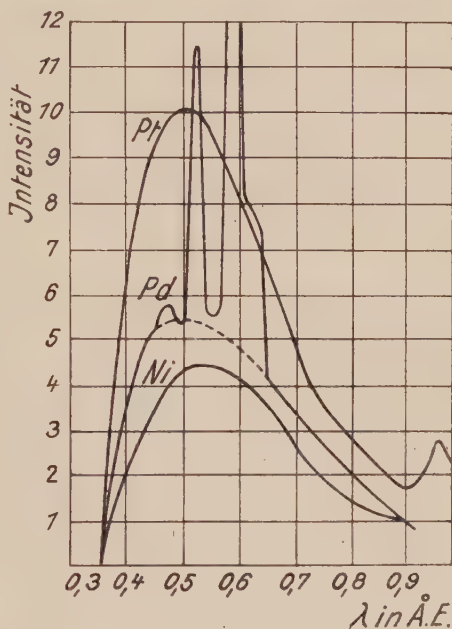
²⁾ E. WAGNER, Jahrb. f. Elektronik **16**, 216 ff. 1920.

arbeitete mit dem Ionenspektrometer und fand die Intensität der kontinuierlichen Strahlung für jede Wellenlänge proportional der Spannung. (Die Intensität der überlagerten charakteristischen Strahlung geht nach einem anderen Gesetz.)

Die einer Arbeit von ULLREY¹⁾ entnommenen spektralen Verteilungskurven (Fig. 68 u. 69) der Metalle Pt, W, Pd, Mo, Ni, Cr, die an einem drehbaren Antikathodenkörper in einer Coolidgeöhre angebracht waren, wurden bei 35 kV aufgenommen, sie zeigen die Eigenschaften der spektralen Intensitätsverteilung in außerordentlich klarer Art. Das kurzwellige Ende liegt bei allen Metallen bei der gleichen Mindestwellenlänge ($= 0,36 \text{ \AA.-E.}$); die Form des spektralen Intensitätsverlaufs ist sehr ähnlich, die maximale Intensität liegt fast bei derselben Wellenlänge, bei



Figur 68.



Figur 69.

größerer Kernzahl etwas nach den kleinen Wellenlängen verschoben. Die Intensitäten wachsen proportional der Atomnummer des Elements. Eine genauere Berechnung der Kurveninhalte und deren Maxima ergibt, daß sich die Maxima nicht direkt proportional der Kernzahl ändern, sondern daß die Verschiebung in periodischer Weise, entsprechend dem MENDELEJEFFSchen System, erfolgt. Die spektralen Intensitätskurven ähneln denen, die aus dem Gebiete des sichtbaren und des Wärmespektrums bekannt sind. Die ausgestrahlte Gesamtenergie scheint proportional zu V^2 zu sein. Dies stimmt überein mit Überlegungen von THOMSON.²⁾ Auch theoretisch läßt es sich leicht übersehen, daß eine solche Gesetzmäßigkeit wahrscheinlich sei. Verbindet man das Ergebnis der Impulstheorie, daß bei nicht

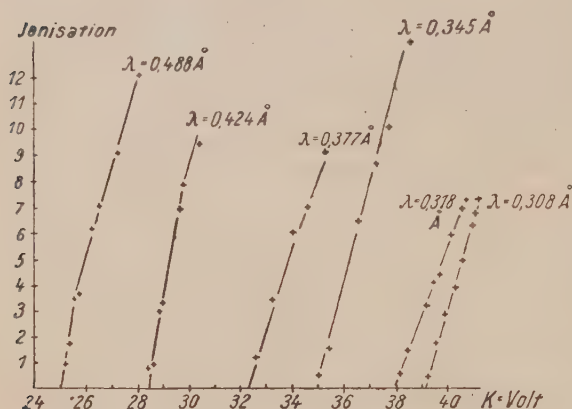
zu hohen Geschwindigkeiten die ausgesandte Energie $J = \frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\tau c^3}$ mit der Quantenbeziehung $\frac{m v^2}{2} = h \nu = \frac{h}{\tau}$, so erhält man $J = \frac{e^2 v^4 m}{3 h c^3} = \text{konst.} \cdot v^4$

und da $\frac{m v^2}{2} = e V$ ist, $J \sim V^2$.

¹⁾ C. T. ULLREY, Phys. Rev. **11**, 401. 1918.

²⁾ J. J. THOMSON, Phil. Mag. Juni 1917.

Die Form der Intensitätskurven bestätigt daher die früher schon oft, teils geahnte, teils aus Versuchen erschlossene Ansicht¹⁾, daß die Erzeugung der kontinuierlichen Strahlung ein der Temperaturstrahlung zu vergleichender Vorgang sei.



Figur 70.

Dieses „Verschiebungsgesetz“ von DUANE und HUNT haben spätere Messungen immer bestätigt.

h-Bestimmung. Wenn die Beziehung $h\nu = eV$ exakt für die Extremwerte von Spannung und Frequenz besteht, so kann man sie umgekehrt nutzen, um aus der Grenze des kontinuierlichen Spektrums bei gegebener Spannung das PLANCKsche Wirkungsquantum zu bestimmen. Die Ladung des Elektrons muß als bekannt genommen werden, die Spannung ist zu messen. Solche Präzisionsmessungen sind mehrfach in den letzten Jahren ausgeführt worden und die letzten, wohl exaktesten Werte sind in der nachfolgenden kleinen Tabelle vereinigt. Der relativ unsicherste Teil dieser Untersuchungen sind die Spannungsmessungen. WEBSTER³⁾ arbeitete mit einer Hochspannungsbatterie von 20—40 kV, die Spannung maß er mit einer Art COULOMBScher Drehwage. WAGNER⁶⁾ hat zur Eichung seines Voltmeters eine Kompensationsmethode benutzt. Die Spannungen wurden nach dem OHMSchen Ge-

Tabelle 14.

WEBSTER ³⁾	$6,53 \pm 0,02 \cdot 10^{-27}$ Erg/sec Rh Antik. 20—40 kV
BLAKE und DUANE ⁴⁾ . .	$6,55 \pm 0,005$ „ W „ bis 40 kV
DUANE, PALMER, CHISUN-YEH ⁷⁾	$6,556 \pm 0,009$ „ W 24 kV
WEBSTER und CLARK ⁵⁾ . .	$6,53 \pm 0,01$ „ „ „
WAGNER ⁶⁾	$6,53 \pm 0,01$ „ Pt, Cu 7—10 kV
	$6,56 \cdot 10^{-27}$ von MILLIKAN aus dem lichtelektr. Grenzpotential bestimmt.
	$6,54 \cdot 10^{-27}$ berechnet aus PLANCKs Wärmeleichung unter Annahme MILLIKANS Wert für e und WARBURG und MÜLLERS Wert für die Konstante c_2 .
	$6,54 \cdot 10^{-27}$ aus der BOHRschen Spektralformel unter Annahme von MILLIKANS e -Wert und der RYDBERGSchen Konstante.

¹⁾ Z. B. HURMUZESCU und BENOIST, C. R. **122**, 379. 1896. — DESSAUER und CERMAK, Fortschr. a. d. Ges. d. Röntg. **23**, 182. 1914.

²⁾ DUANE und HUNT a. a. O.

³⁾ D. L. WEBSTER, Phys. Rev. **7**, 599. 1916.

⁴⁾ BLAKE und DUANE, Phys. Rev. **10**, 93 und 624. 1917.

⁵⁾ WEBSTER und CLARK, Proc. Nat. Ac. **181**, 1917

⁶⁾ E. WAGNER, Ann. d. Phys. **57**, 401, 1916; Phys. Zeitschr. **21**, 621, 1920.

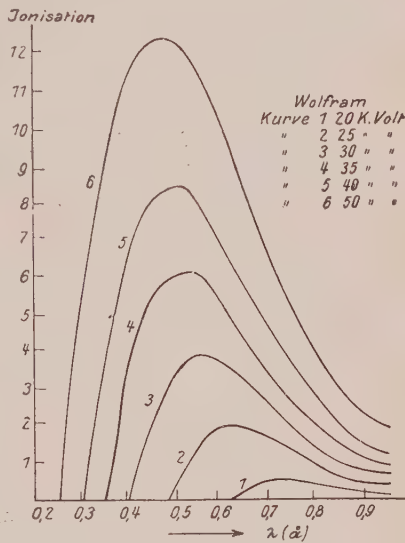
⁷⁾ DUANE, PALMER, CHISUN-YEH, Proc. Nat. Acad. **7**, 227. 1921.

setz ermittelt unter Verwendung eines Hochspannungswiderstandes aus Manganin von 2 Megohm, dessen Widerstand auf 0,1⁰/₀₀ genau bekannt war.

Intensitätsverteilung und Spannung. Den Einfluß der Röhrenspannung auf die Intensitätsverteilung zeigen die in Fig. 71 vereinigten, mit dem BRAGGSchen Ionenspektrometer an der Wo-Antikathode einer Coolidgeöhre aufgenommenen Verteilungskurven von ULLREY. Bei den untersuchten Spannungen ist die *K*-Strahlung des *W* noch nicht erregt, die *L*- und *M*-Emissionsgebiete liegen weit außerhalb des Spannungsbereichs. Mit zunehmender Spannung wächst der Inhalt der Kurven, die Spektralgrenze verschiebt sich nach dem DUANE-HUNTSchen Gesetz und auch die Intensitätsmaxima wandern nach der Seite der kurzen Wellen. BEHNKEN¹⁾ hat auf Grund der ULLREYSchen Ergebnisse theoretisch eine Spektralformel abgeleitet unter der Annahme, daß nur wenige Elektronen in der obersten Schicht ihre Energie vollständig in Strahlung umwandeln, die meisten dort nur einen Teil ihrer Energie in Strahlung umsetzen, den Rest teils in Quanten von Röntgenstrahlung, teils als Wärmestrahlung abgeben. Die Absorption der Strahlung in der Antikathode selbst ist nach der GLOCKERSchen Formel²⁾ eingesetzt worden. BEHNKENS Formel, die mit ULLREYS experimentellen Kurven gute Übereinstimmung gibt, lautet:

$$\frac{E_v \cdot \nu^2}{c} = Q \nu^{2,8} \left\{ 1 - c^{-\frac{q}{\nu^{2,8}} (\nu_0 - \nu)} \right\},$$

darin bedeutet $\nu \cdot 10^{18}$ die Frequenz, E_v die Energie der Röntgenstrahlen bei dieser Frequenz, $\nu_0 \cdot 10^{18}$ die Höchsfrequenz, c die Lichtgeschwindigkeit. Q , q sind Konstanten. Q hängt von der Wahl der Einheiten ab, q kann aus zusammengehörenden Werten der experimentellen Kurven ermittelt werden, es hängt vom Antikathodenmaterial ab und ist bei *W* gleich 3,6. Aus der Formel läßt sich weiter folgern, daß die Gesamtemission außerhalb der Emissionsgebiete der charakteristischen Strahlen mit V^2 wächst. Aus experimentellen, eigenen Bestimmungen der Intensitätsverteilung findet BEHNKEN³⁾, daß die mit Wechselstrom erhaltenen Verteilungskurven das gleiche Spektralgebiet umfassen, wie die den Maximalspannungen entsprechenden Verteilungskurven bei Gleichstrom und daß auch die Maxima in beiden Fällen ungefähr die gleiche Höhe besitzen. Außerdem erwies sich die spektrale Energieverteilung entgegen den Annahmen LILIENFELDS unabhängig von einer Änderung der spezifischen Belastung des Brennflecks im Verhältnis 1 : 6. Auch MARCH⁴⁾ hat eine Energieverteilungformel abgeleitet und an den experimentellen Ergebnissen ULLREYS geprüft. Die Gesamtstrahlung ergibt sich ihm proportional V^2 , die maximale Intensität proportional $V^{3/2}$ und die Wellenlänge des Energiemaximums $\lambda = N\lambda_0/5$, wobei N die Zahl der Zusammenstöße, bevor ein Elektron in der Antikathode zur Ruhe kommt, und λ_0 die Mindestwellenlänge bei gegebener Spannung bedeutet. Nach ULLREYS Messungen würde sich hieraus ergeben, daß bei 50 kV ein Elektron seine Energie im Durchschnitt durch etwa 10 Zusammenstöße verliere.



Figur 71.

¹⁾ H. BEHNKEN, Ztschr. f. Phys. **4**, 241. 1920.

²⁾ Siehe S. 107.

³⁾ H. BEHNKEN, Ztschr. f. Phys. **3**, 48. 1920.

⁴⁾ A. MARCH, Phys. Zeitschr. **22**, 209, 1921; Ann. d. Phys. **65**, 449. 1921.

Eine Untersuchung des Energiespektrums einer technischen Coolidgeöhre nahm auch DAUVILLIER¹⁾ vor. Er findet, daß sinusförmige Wechselstrom- und Induktorspannung gleiche Kurven ergeben, daß aber bei konstanter Elektronengeschwindigkeit (Hochspannungsbatterie) die Maxima der Kurven bei etwas kleinerer Wellenlänge liegen. Daß seine Kurven nicht bei gleicher sekundärer Stromstärke aufgenommen sind, mindert ihren Wert. DAUVILLIER schließt aus seinen Ergebnissen, daß die Strahlung um so monochromatischer ausfällt, je homogener die Elektronen sind und daß man mit einer Antikathode aus nur einer Molekülschicht monochromatische Röntgenstrahlen erwarten könne. Doch ist dabei noch nicht berücksichtigt, daß auch dann noch ein größerer Spektralbereich emittiert werden kann, wenn die Elektronen nicht nur eine radial nach dem Atomkern gerichtete Geschwindigkeit besitzen. Bei konstanter Spannung und verschiedener Stromstärke (48 kV, 0,45 und 1,15 mA) bleibt die Form der Kurven vollkommen erhalten, die Ordinaten aber wachsen proportional der Stromstärke.

BERGEN DAVIS²⁾ hat die genannte theoretische Vorstellung, daß wenige Elektronen, die die Atome günstig treffen, ihre ganze Wucht in Strahlung verwandeln, andere nur einen Teil davon, näher präzisiert. Er nimmt an, daß nur in radialer Richtung Kräfte zwischen Elektron und Atomkern wirken, und daß für die Umwandlung der Wucht in Strahlung nur die Radialkomponente des die Wirkungssphäre des Atoms treffenden Elektrons in Betracht kommt. Bei Atomen, die nicht an der Oberfläche liegen, ist von der Gesamtenergie wieder nur jener Teil wirksam, der nicht schon durch Ionisation oder teilweise Umwandlung in Strahlung verloren ging. Aus der Zahl der Elektronen und aus Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen dafür, wieviel seiner Energie ein Elektron auf der Bahn von 1 cm in Strahlung umsetzt, gewinnt er Formeln für die Energieverteilung, die bei Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen HULLS gut befriedigen. Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden.

Wirksame Tiefe der Antikathoden. Fallen Kathodenstrahlen von der Geschwindigkeit v_1 auf eine Metallschicht, so haben sie in einer Tiefe d eine Geschwindigkeit v_2 , die gegeben ist durch $v_1^4 - v_2^4 = a d$. Die Grenzdicke, d. h. jene Schichtdicke, die die gegebene Strahlgeschwindigkeit zu Null bringt, ist nach LENARD³⁾ bei Aluminium für 30 kV-Strahlen ($c/3$) 0,015 mm, für 113 kV-Strahlen ($c/2$) gleich 0,089 mm, und die Dicken der ebenso wirkenden Schichten von Gold verhalten sich zu denen von Aluminium wie 1 : 4,3. Danach ergeben sich bei einer Platinkathode Eindringtiefen von 0,0034 mm bei 30 kV und 0,021 mm bei 113 kV. Die mittlere für die Röntgenstrahlung wirksame Schichttiefe ist natürlich kleiner, sie läßt sich bei bekanntem Absorptionskoeffizienten der Röntgenstrahlen im Antikathodenmaterial aus der Intensität der Strahlung unter verschiedenen Winkeln berechnen. HAM⁴⁾ hat sie bei verschiedenen Spannungen an einer Pb-Antikathode festgestellt und proportional der Spannung gefunden. Er fand:

Spannung	16	22 kV
wirksame Schicht	4,3	$5,9 \cdot 10^{-4}$ mm.

DAVEY⁵⁾ fand bei einer Ag-Antikathode und 10—17 kV $5,4-9,2 \cdot 10^{-4}$ und bei Platin und 73 kV $22 \cdot 10^{-4}$ mm.⁶⁾

¹⁾ A. DAUVILLIER, These des doctorat 1920.

²⁾ BERGEN DAVIS, Phys. Rev. **9**, 69, 1917 und erweitert auf die Emission auch der charakteristischen Strahlung **11**, 433, 1918.

³⁾ P. LENARD, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg 1918.

⁴⁾ W. R. HAM, Phys. Rev. **30**, 96, 1910.

⁵⁾ V. W. P. DAVEY, Phys. Rev. **4**, 27, 1914.

⁶⁾ Vgl. auch E. WAGNER, Phys. Zeitschr. **21** 625, 1920.

Charakteristische Strahlung.

Erste Untersuchungen, Stokes Gesetz. Bei seinen Untersuchungen über die sekundären Strahlungen, die von den von Röntgenstrahlen getroffenen Körpern ausgehen, fand BARKLA¹⁾, daß alle strahlenden Körper sich in zwei Gruppen scheiden ließen: Die einen sandten nur Strahlen aus, deren Eigenschaften den Primärstrahlen sehr nahe oder vollständig gleich kamen, es waren die Elemente H bis S und die Verbindungen solcher Elemente kleinen Atomgewichts, die andere Gruppe, zu der die Elemente größeren Atomgewichts und deren Verbindungen gehörten, sandten sekundäre Röntgenstrahlen von wesentlich kleinerem Durchdringungsvermögen aus, als die erregenden Primärstrahlen es besaßen. Die erstere Art nannte er Strahlstreuer, die zweite Strahlwandler. Bei der ersten Gruppe schienen die sekundären Strahlen unabhängig von der Art der Erregungsstrahlen immer zu entstehen, und die Sekundärstrahlung war polarisiert.²⁾ In der zweiten Gruppe war die Strahlung nicht polarisiert, die Härte der Strahlung hing vom Körper ab und schien von einer Änderung in der Härte der Primärstrahlen zunächst unabhängig zu sein.

Eine genaue Untersuchung von BARKLA und SADLER³⁾ stellte fest, daß bei Erregung der Sekundärstrahlen durch eine Erregungsstrahlung ganz bestimmter Mindesthärte die Elemente von größerem Atomgewicht als 30 solche Sekundärstrahlen ganz bestimmter Härte aussenden, die für die einzelnen Grundstoffe vollkommen charakteristisch war, der sie daher den Namen „charakteristische Strahlung“ gaben. Da die Härte der charakteristischen Strahlen immer geringer war als die der Erregungsstrahlen, eine Bedingung, die der STOKESSchen Regel der Fluoreszenz entsprach, erhielt sie auch den Namen „Fluoreszenzstrahlung“.

Die ionisierende Wirkung der charakteristischen Strahlen erwies sich meist als weit größer wie die der Streustrahlung; sie verdeckte deren Wirkung fast vollkommen, so daß sich Streustrahlung nur gut nachweisen ließ bei Verwendung von Primärstrahlen, die nicht inmunde waren, charakteristische Strahlung zu erregen. Versuche, bei denen dünne Platten von Aluminium nacheinander in den Gang der charakteristischen Strahlung gebracht wurden, zeigten, daß die prozentuale Abnahme der Ionisierung sich nach schon erfolgter teilweiser Absorption nicht mehr änderte, d. h. daß die Strahlen homogen waren. BARKLA und SADLER waren sich klar, daß absolute Homogenität nicht vorliege, für alle praktischen Zwecke aber konnte man die Strahlen als homogen annehmen. (Spätere spektrale Untersuchungen haben gezeigt, daß sie nicht vollkommen homogen sind, sondern aus einzelnen engen Frequenzgebieten, Linien, bestehen.)

Die Strahlen, die von den Elementen Ag, Sn, Sb . . . ausgingen, also Elementen mit Atomgewichten größer als 100, zeigten außer der sekundären Streustrahlung zwei homogene Strahlungen übereinander gelagert, besondere Vorsichtsmaßregeln waren nötig, um von diesen Elementen homogene Strahlen zu erhalten. Wegen der großen Unterschiede, die den beiden Strahlungen im Durchdringungsvermögen zu eigen waren, erschienen sie heterogen. Die Homogenität beider Arten aber wurde nachgewiesen und es gelang schon damals BARKLA und NICOL⁴⁾ bei Verwendung sehr weicher Erregungsstrahlen, die weichen Gruppen allein zu untersuchen.

Das STOKESSche Gesetz erwies sich immer als streng gültig. Wurde z. B. charakteristische Strahlung des Kupfers durch Eisen geschickt, so enthielt die austretende Strahlung außer der nicht absorbierten Cu-Strahlung die weichere Eisenstrahlung, trat aber charakteristische Eisenstrahlung durch Kupfer, so war keine Spur von Kupferstrahlung nachweisbar. Mit zunehmendem Atomgewicht

¹⁾ C. G. BARKLA, Phil. Mag. [6] **11**. 812. 1906.

²⁾ Näheres über die Streustrahlung Seite 96 ff.

³⁾ C. G. BARKLA und C. A. SADLER, Phil. Mag. [6] **16**. 550. 1908.

⁴⁾ C. G. BARKLA und J. NICOL, Nature **88**. 67. 1911; Proc. Phys. Soc. **24**. 9. 1911.

der Sekundärstrahler wuchs die zur Erregung charakteristischer Strahlung nötige Mindesthärte der erregenden Strahlung ständig an.

Die Gesamtintensität der Fluoreszenzstrahlung war oft recht groß, konnte nach BARKLAS Versuchen bis zu einem Drittel der Energie der Primärstrahlen enthalten und die Intensität der Streustrahlung hundertfach übertreffen. Die Strahlung war immer unpolarisiert, auch um ein polarisiertes Primärstrahlbündel stets gleichmäßig verteilt, unabhängig von der Lage des elektrischen Vektors und der Fortpflanzungsrichtung im primären Bündel. Vgl. Fig. 96, S. 98.

Die charakteristische Strahlung war von physikalischen und chemischen Bedingungen der strahlenden Elemente unabhängig.¹⁾ So fand CHAPMAN den Massenabsorptionskoeffizienten $(\mu/\rho)_{\text{Al}}$ der Strahlen, die von $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$ ausgingen, gleich 16,4, von solchen von NaBr 16,2, von BrOH 16,3, bei $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$ 2,3, bei festem Jod 2,3.

Alle Erscheinungen, die von BARKLA und seinen Mitarbeitern gefunden wurden, zeigten auffallende Analogien zu den Serienspektren des sichtbaren Lichtes, nur mußten für den Begriff der Wellenlänge des Lichtes die Strahlenhärten (charakterisiert durch den Massenabsorptionskoeffizienten) eingesetzt werden. Da alle Elemente mit größerem Atomgewicht als Schwefel die eine Art der charakteristischen Strahlen aussandten, wenn auch bei den gebräuchlichen technischen Röntgen-

Tabelle 15.

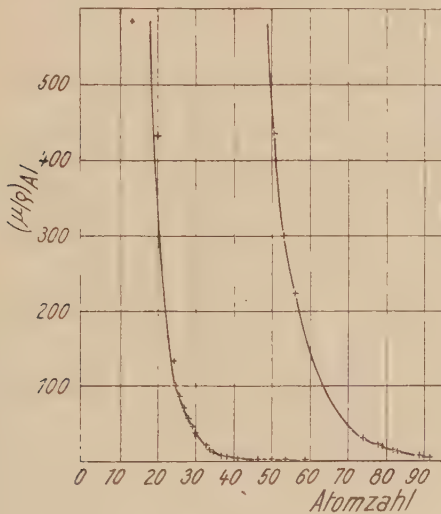
Atom- nummer	Element	Atom- gewicht	K-Reihe			L-Reihe		
			$(\mu/\rho)_{\text{Al}}$ in qcm/g	H_{Al} in mm	λ in Å.-E.	$(\mu/\rho)_{\text{Al}}$ in qcm/g	H_{Al} in mm	λ in Å.-E.
13	Al	27	580	0,0044	8,319	—	—	—
20	Ca	40	435	0,0059	3,352	—	—	—
24	Cr	52	136	0,019	2,285	—	—	—
25	Mn	55	100	0,026	2,093	—	—	—
26	Fe	56	88,5	0,029	1,932	—	—	—
27	Co	59	71,6	0,036	1,785	—	—	—
28	Ni	59	59,1	0,043	1,655	—	—	—
29	Cu	64	47,7	0,054	1,537	—	—	—
30	Zn	65	39,4	0,065	1,433	—	—	—
33	As	75	22,5	0,114	1,170	—	—	—
34	Se	79	18,5	0,139	1,104	—	—	—
35	Br	80	16,3	0,157	1,041	—	—	—
37	Rb	85	10,9	0,235	0,922	—	—	—
38	Sr	88	9,4	0,27	0,835	—	—	—
42	Mo	96	4,8	0,53	0,706	—	—	—
47	Ag	108	2,5	1,03	0,562	700	0,0037	4,145
50	Sn	119	1,57	1,64	0,487	—	—	—
51	Sb	120	1,21	2,12	0,468	435	0,0059	3,432
53	J	127	0,92	2,8	0,437	300	0,0086	3,142
56	Ba	137	0,8	3,2	0,388	224	0,0115	2,770
58	Ce	140	0,6	4,3	0,355	—	—	—
74	W	184	—	—	—	30,0	0,086	1,473
78	Pt	195	—	—	—	22,2	0,116	1,310
79	Au	197	—	—	—	21,6	0,119	1,273
82	Pb	207	—	—	—	17,4	0,148	1,172
83	Bi	208	—	—	—	16,1	0,16	1,141
	Ra B	214	—	—	—	14,7 ²⁾	0,175	—
	Ra C	214	0,042 ²⁾	61	—	—	—	—
89	Jo	230	—	—	—	8,35 ²⁾	0,31	—
90	Th	232	—	—	—	8,0	0,32	0,953
92	U	238	—	—	—	7,5	0,34	0,908

¹⁾ J. C. CHAPMAN, Phil. Mag. **21**, 446. 1911.— J. C. CHAPMAN und E. D. GUEST, Proc. Camb. Soc. **16**, 136. 1911. — J. L. GLASSON, Proc. Camb. Soc. **15**, 437. 1910.

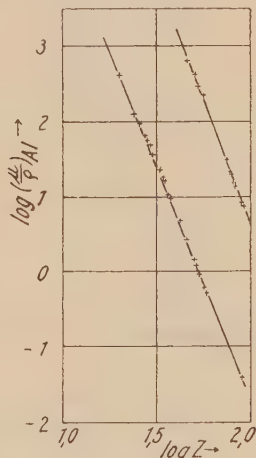
²⁾ γ -Strahlen.

röhren bei Elementen mit sehr hohem Atomgewicht sie schwer festzustellen waren und da bei den Elementen vom Atomgewicht 100 an eine zweite Strahlentyp hinzukam, unterschied BARKLA die beiden Typen in der Benennung als K- und L-Serie der charakteristischen Strahlung. In der Tabelle 15 sind zusammengestellt die von BARKLA und seinen Mitarbeitern durch den Absorptionskoeffizienten in Aluminium charakterisierten Härten der Fluoreszenzstrahlen¹⁾; beigelegt sind die Atomnummern (Kernzahlen), die Atomgewichte, die Halbwertschichten in Aluminium (diese definiert durch die Beziehung $H = \frac{0,69}{\mu}$ ²⁾, die aus der Intensitätsgleichung $\frac{J_0}{2} = J_0 \cdot e^{-\mu H}$ gewonnen ist) und außerdem die aus späteren spektrometrischen Messungen erhaltenen Hauptwellenlängen der betreffenden Strahlung.

Der einfache Zusammenhang zwischen Massenabsorptionskoeffizienten und Atomnummer Z ist aus den Figg. 72, 73 ersichtlich; in Fig. 72 sind $(\mu/\rho)_{Al}$ und



Figur 72.



Figur 73.

Z direkt, in Fig. 73 deren Logarithmen miteinander verglichen. Im letzten Falle erhält man zwei geradlinige Züge, aus deren Neigung E. A. OWEN zuerst den Schluß zog, daß die Härte der Strahlung etwa mit der fünften Potenz des Atomgewichts anwache (s. S. 102).

Bei den von BARKLA und seinen Mitarbeitern durchgeführten Untersuchungen wurden die Sekundärstrahler außerhalb der Röntgenröhre vom Primärbündel getroffen — meist unter 45° — und die Energie der ausgelösten charakteristischen Strahlung betrug nur wenige Prozente der auffallenden, ein wesentlicher Teil von ihr wurde im Strahler selbst verschluckt. C. W. C. KAYE³⁾ zeigte, mit der in Fig. 6, S. 6 abgebildeten Anordnung, daß auch von der Antikathode der Röntgenröhre eine starke charakteristische Strahlung ausgehe, besonders wenn die Röhre mit nicht allzu hohen Spannungen betrieben wurde. Es gelang ihm, diese Eigenstrahlen in sehr großer Reinheit zu erhalten, wenn er die Tatsache ausnutzte, daß die Eigenstrahlung der Antikathode von Schichten gleichen Materials

¹⁾ Die Tabelle hat BARKLA zusammengestellt im Jahrb. f. Rad. und Elek. **8**, 471. 1911. In erweiterter Form findet sie sich in C. W. C. KAYE, X-Rays. 3. Aufl. S. 119.

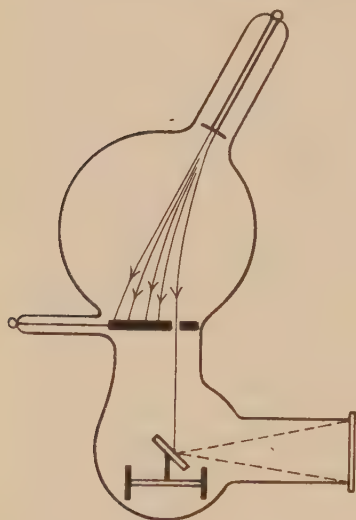
²⁾ Die Halbwertschicht in Wasser bzw. in Körpergewicht ist etwa 10 mal so groß.

³⁾ G. W. C. KAYE, Phil. Trans. Roy. Soc. A. **209**, 123. 1908.

sehr gut durchgelassen wird, während die weicheren und härteren Strahlenbestandteile viel stärker absorbiert werden, wobei die härteren z. T. in Fluoreszenzstrahlen gleicher Art umgewandelt werden (vgl. S. 105). KAYE konnte durch Absorptionsversuche nachweisen, daß die durch ein Al-Fenster von 0,065 mm Dicke austretende Strahlung einer Platinantikathode bei 11 kV zu 35% aus Eigenstrahlung bestehe, bei 32 kV zu 63%, bei 50 kV zu 40%. Das Verhältnis dieser Pt-L-Strahlung zur Gesamtstrahlung ist aber wesentlich kleiner, wenn die Strahlen die stark absorbierende Glaswand einer technischen Röhre durchdringen müssen. Bei Cu-, Ni-, Fe-Antikathoden und dünnen Al-Fenstern können bei 20—30 kV 80—90% der Gesamtstrahlung Fluoreszenzstrahlen sein, doch absorbiert diese weichen K-Strahlen die Glaswand fast vollständig.

WOLFF¹⁾ konnte die charakteristischen Strahlen außerhalb der Röhre erregen mit Kathodenstrahlelektronen, die er durch Lenardfenster in Luft von Atmosphärendruck austreten ließ.

Geschwindigkeit der erregenden Kathodenstrahlen. KAYE unternahm schon im Jahre 1909²⁾ Versuche, um festzustellen, wie die Härte der charakteristischen



Figur 74.

Strahlung einer Antikathode mit der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zusammenhängt, durch die sie erzeugt wird. Die Kathodenstrahlen wurden durch ein Magnetfeld nach ihrer Geschwindigkeit gesondert, fielen durch einen Schlitz der plattenförmigen Anode auf die verschiebbare, aus mehreren Metallen bestehende Antikathode (Fig. 74). Die Intensität der entstehenden Röntgenstrahlen war bei kleiner Elektronengeschwindigkeit sehr gering und nahm von einem Mindestwerte dieser Geschwindigkeit an stark zu, und dieser Mindestwert war für verschiedene Metalle nicht der gleiche.

WIDDINGTON³⁾, der seit 1910 Untersuchungen über Brems- und Eigenstrahlung bei geringen Röhrenspannungen anstellte, konnte zunächst feststellen, daß auch Aluminium eine charakteristische Strahlung aussende, die aber so weich war, daß sie aus technischen Röhren nicht austreten konnte. Die Mindestspannung, die zur Erzeugung der Strahlen nötig war, betrug etwa 12 kV, ihre Massenabsorptionskoeffizienten in Al 580. (Dieser Wert

erscheint in Fig. 72, in die er eingetragen ist, relativ klein. Die scheinbare Kleinheit erklärt sich daraus, daß die Absorption in Al für ihre eigene charakteristische Strahlung einen Mindestwert haben muß. Vgl. S. 105). Er untersuchte weiter mit einer in Fig. 75 schematisch wiedergegebenen Anordnung die Mindestspannungen für die Erregung der charakteristischen Strahlen in verschiedenen Metallen. Die Kathode trägt eine zur Regulierung des Kathodenfalles verschiebbare Kappe.⁴⁾ Die Elektronen durchsetzen einen Spalt in der Anode, werden in dem angesetzten zylindrischen Gefäße, das ein Solenoid zur Erregung des Magnetfeldes trägt, in ein Geschwindigkeitsspektrum zerlegt. Nur Elektronen praktisch gleicher Geschwindigkeit treffen die Silberantikathode. Von hier gelangen die Primärstrahlen durch ein Fenster auf den Sekundärstrahler und die jeweils erregte sekundäre Strahlung wird mit Ionenkammer und Elektrometer gemessen.

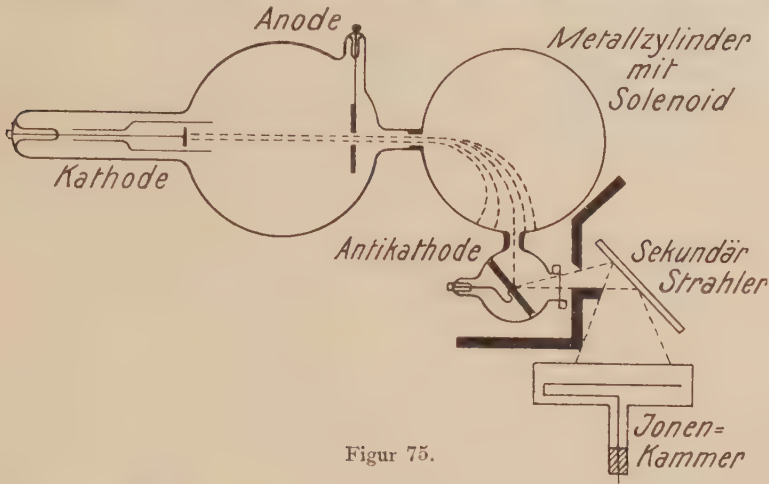
¹⁾ W. WOLFF, Phys. Zeitschr. **21**, 507, 1920.

²⁾ G. W. C. KAYE, X-Rays, S. 130; Journ. of the Röntg. Soc. 1913.

³⁾ R. WIDDINGTON, Proc. Roy. Soc. **85**, 323, 1911.

⁴⁾ Zuerst empfohlen von A. WEHNELT, Boltzmann-Festschrift d. Ann. d. Phys. S. 160, 1904.

Bei wachsenden Kathodenstrahlgeschwindigkeiten nimmt die Anfangs nur durch Streustrahlung bewirkte Ionisation bei einem ganz bestimmten, immer



Figur 75.

wieder reproduzierbaren Werte v_0 der Elektronengeschwindigkeit stark zu. WIDDINGTON fand: Von der Mindestgeschwindigkeit an nimmt die Intensität der ausgelösten charakteristischen Strahlung mit der vierten Potenz der Geschwindigkeit zu. Den typischen Verlauf der Intensitätskurven zeigt Fig. 76.

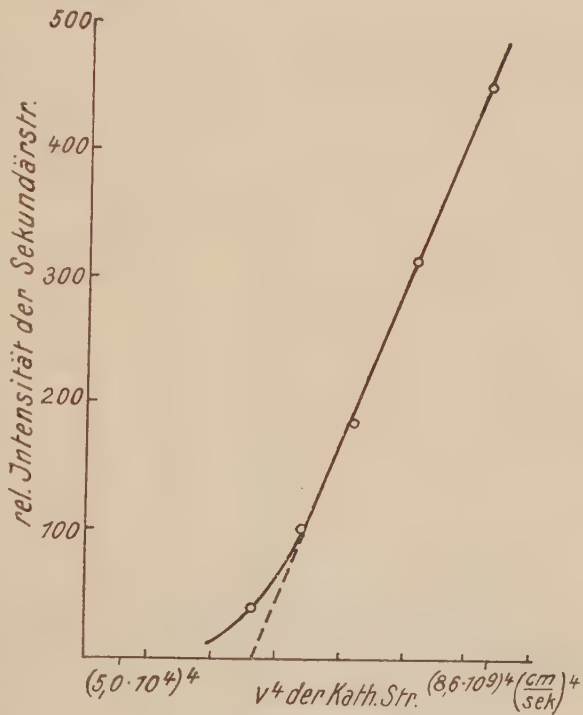
Beobachtungen an verschiedenen Sekundärstrahlern ergaben, daß die kritische Geschwindigkeit der Elektronen annähernd proportional sei dem Atomgewicht der Strahler, und zwar eignete sich zahlenmäßig am besten die Formel:

$$v_{K \min.} = A \cdot 10^8 \text{ cm/sek.}$$

für die K-Strahlung.

WIDDINGTON¹⁾ wies die empirische Beziehung nach, daß zwei verschiedene Elemente, das eine K-Strahlen, das andere L-Strahlen gleicher Härte aussenden, wenn ihre Atomgewichte die Gleichung $A_K = \frac{1}{2}(A_L - 50)$ erfüllen. CHAPMAN zeigte²⁾ auf Grund genauerer Ausmessungen der

L-Strahlungen, daß die Gleichung $A_K = \frac{1}{2}(A_L - 48)$ den experimentellen Ergebnissen besser gerecht wird. (So hat die L-Strahlung des Bi die gleiche Härte



Figur 76.

¹⁾ R. WIDDINGTON, Nature 1911.

²⁾ J. C. CHAPMAN, Proc. Roy. Soc 86. 445. 1912.

wie die K -Strahlung des Broms: $80 = \frac{1}{2}(208 - 48)$.) Vermittels dieser Beziehung ergibt sich für die Erregung der L -Strahlen eine Mindestgeschwindigkeit $v_{L \min.} = \frac{1}{2}(A - 48) \cdot 10^8$ cm/sec.

WIDDINGTON hat neuerdings das Thema wieder aufgegriffen¹⁾ und gezeigt, daß seine Formeln einfacheren Charakter annehmen und bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen ergeben, wenn man statt des Atomgewichts die Kernzahl einführt. Seine ursprünglichen Formeln werden geändert in

$$v_{K \min.} = 2 \cdot (Z - 2) \cdot 10^8 \text{ cm/sec} \quad \text{und} \quad v_{L \min.} = (Z - 15) \cdot 10^8 \text{ cm/sec} ,$$

und zwar gelten diese Formeln für die intensivsten Linien der Reihen, die a_1 -Strahlen. Man erhielte so

$$\text{für die Wolfram-}K\text{-Strahlung} \quad 1,44 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek} = 68 \text{ kV},$$

$$\text{für die Uran-}K\text{-Strahlung} \quad 1,8 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek} = 115 \text{ kV},$$

beide Werte in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen von HULL, DESAUER und BACK und den Berechnungen von LEDOUX-LEBARD (vgl. S. 86).

Die folgende Tabelle enthält in der zweiten Hauptspalte die Meßergebnisse WIDDINGTONS; die übrigen Zahlen sind nach seinen früheren und letzten Formeln errechnet. Beide Formeln sind rein empirisch und eine Übereinstimmung im ganzen Bereich der Elemente ist nicht zu erwarten. Die in die Tabelle eingesetzten Kilovoltzahlen entsprechen den Werten der Tab. 8, S. 51.

Tabelle 16.

Element			Beobachtet		Berechnet							
Z.		A.	in cm/sec	in kV	nach der älteren Formel				nach der neuen Formel			
					K-Reihe		L-Reihe		K-Reihe		L-Reihe	
					cm/sec	kV	cm/sec	kV	cm/sec	kV	cm/sec	kV
6	C	12	—	—	$1,2 \cdot 10^9$	0,41	—	—	$0,8 \cdot 10^9$	0,18	—	—
13	Al	27,1	$2,06 \cdot 10^9$	1,21	2,7	2,06	—	—	2,2	1,37	—	—
24	Cr	52	5,09	7,32	5,2	7,63	$2 \cdot 10^8$	0,011	4,4	5,5	$9 \cdot 10^8$	0,23
26	Fe	55,8	5,83	9,6	5,58	8,78	3,9	0,043	4,8	6,5	11	0,34
28	Ni	58,7	6,17	10,75	5,87	9,74	5,4	0,083	5,2	7,64	13	0,48
29	Cu	63,6	6,26	11,08	6,36	11,1	7,8	0,171	5,4	8,25	14	0,56
30	Zn	65,4	6,32	11,28	6,54	12,2	8,2	0,19	5,6	8,84	15	0,64
34	Se	79,2	7,38	15,4	7,92	17,9	15,6	0,69	6,4	12,0	19	1,02
45	Rh	102,9	—	—	10,3	29,9	27	2,1	8,6	21	30	2,5
47	Ag	107,9	—	—	10,8	33	30	2,5	9,0	23	32	2,9
50	Sn	119	—	—	11,9	42	36	3,65	9,6	26	35	3,5
74	W	184	—	—	18,4	128	68	13,1	14,4	68	59	9,9
78	Pt	195	—	—	19,5	141	74	15,5	15,2	74	63	11,5
82	Pb	207	—	—	20,7	165	80	18,1	16,0	85	67	12,9
92	Ur	238,5	—	—	23,9	260	95	25,5	18,0	115	77	17,0

BEATTY²⁾ hat ebenfalls mit magnetisch ausgeblendeten Kathodenstrahlen die Mindestgeschwindigkeiten festgestellt, doch nicht nur an sekundären Strahlern, sondern auch bei der direkten Erregung in der Antikathode. Er findet sie in beiden Fällen gleich groß. So findet er bei Kupfer bei direkter wie indirekter Erzeugung der Fluoreszenzstrahlen einen plötzlichen Anstieg der Intensität bei der Mindestgeschwindigkeit von $6,25 \cdot 10^9$ cm/sec. Fig. 77 zeigt seine Ergebnisse graphisch.

Messungen über das Minimum der Erregungsspannung sind dann von DUANE und HUNT³⁾ und anderen mit dem Röntgenspektrometer wiederholt worden. Aus

¹⁾ R. WIDDINGTON, Phil. Mag. **39**, 694. 1920.

²⁾ R. T. BEATTY, Proc. Roy. Soc. **87**, 512. 1912.

³⁾ W. DUANE und F. HUNT, Phys. Rev. **6**, 166. 1915.

der kontinuierlichen Strahlung einer Coolidge-*röhre* wurde durch entsprechende Stellung des Kristalls eine Wellenlänge herausgegriffen und in der BRAGGSchen Ionenkammer wurde die Ionisation bei wachsender Spannung an der Coolidge-*röhre* gemessen. Die Ionisation setzte dann bei einer ganz bestimmten Mindestspannung ein, stieg bei Spannungserhöhung stark an, so daß also auch für die Bremsstrahlung einer Antikathode das Vorhandensein einer Mindestspannung für jede Wellenlänge nachgewiesen ist und ebenfalls, daß mit zunehmender Röhrenspannung die Begrenzung des Bremsspektrums nach der Seite der kurzen Wellenlängen stetig vorschreitet. Fig. 70, S. 64, zeigt die so erhaltene Abhängigkeit der durch Strahlung einer bestimmten Wellenlänge erhaltenen Ionisation vom Röhrenpotential für die Bremsstrahlung (vgl. dazu S. 62 ff.).

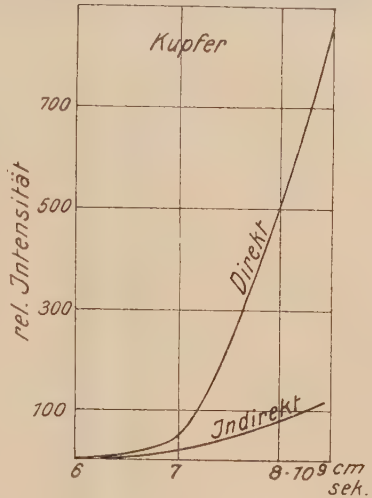
WEBSTER¹⁾ hat dann für die *K*-Strahlung des Rhodiums die Erfüllung der EINSTEINSchen Gleichung $h \cdot \nu = e \cdot V$ durch Versuche zu erweisen gesucht. Er speiste seine mit einer Rh-Antikathode versehene Glühkathodenröhre mit einer Hochspannungsbatterie von etwa 40000 Akkumulatoren und erzielte so Elektronen homogener Geschwindigkeit. Die Spannung maß er mit einem elektrostatischen Voltmeter auf 1% genau. Die Strahlung untersuchte und zerlegte er mit BRAGGSchem Ionenspektrometer und Kalkspatkristall. Die Ionenkammer konnte er so einstellen, daß entweder das α -Dublett oder das β -Dublett der *K*-Strahlung oder ein zwischen beiden liegender Wellenbezirk des kontinuierlichen Spektrums die Ionisierung bewirkte. Er erhielt die aus der Fig. 78 ersichtlichen Ergebnisse. Die Kurve *A* zeigt die Wirkung des α -Dubletts (0,615 und 0,620 Å.-E.) und der in diesem Gebiet liegenden kontinuierlichen Strahlung; die Kurve *B* enthält das β -Dublett und die zwischen 0,544 und 0,552 Å.-E. liegende Bremsstrahlung; bei Kurve *C* wirkte nur Bremsstrahlung zwischen 0,554 und 0,562 Å.-E. Die Intensität der von der Bremsstrahlung erzeugten Ionisation wächst proportional der Spannung (ersichtlich an *C* und den gestrichelten Zügen). Beide Dubletts erscheinen bei der gleichen Mindestspannung (etwa 23,3 kV) und die Energie der charakteristischen Strahlung wächst stark mit zunehmender Spannung, unter 23,2 kV liefert sie gar keine Ionisierung, ihre Energie scheint die EINSTEINSche Beziehung nicht zu erfüllen. Das Verhältnis der beiden Intensitäten der *K* α - und *K* β -Strahlungen (abzüglich der Intensität der Bremsstrahlung) ist ein durchaus konstantes.

Für die charakteristische Strahlung ist nach WEBSTER und CLARK²⁾ der Zusammenhang zwischen Intensität und Erregungsspannung gegeben durch die Gleichung

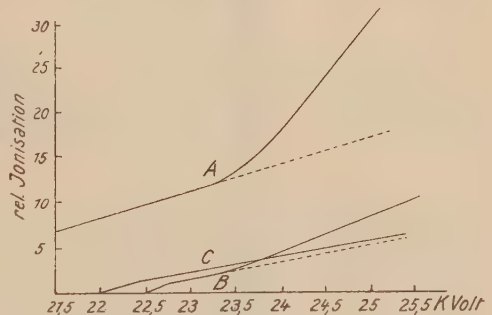
$$J = \text{konst.} (V - V_{\min.})^{3/2}.$$

¹⁾ D. L. WEBSTER, Phys. Rev. **7**, 599. 1916.

²⁾ WEBSTER und CLARK, Phys. Rev. **9**, 571. 1917.

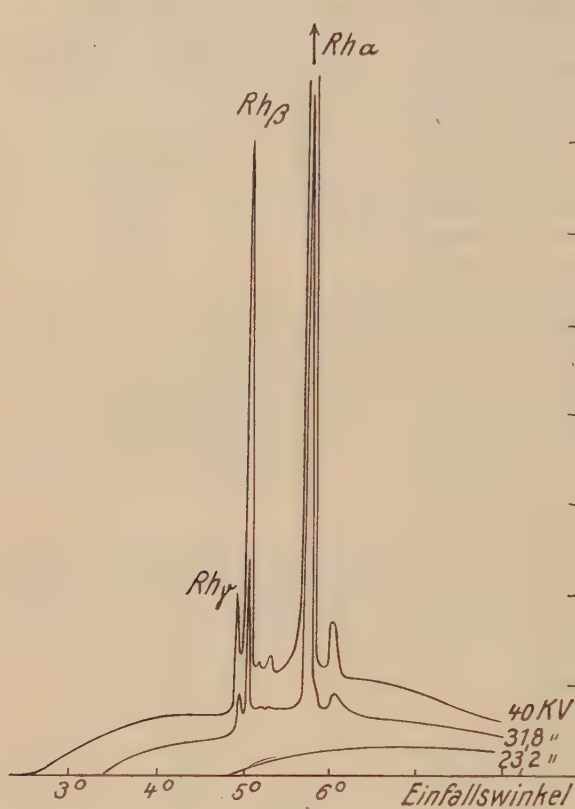


Figur 77.



Figur 78.

WEBSTER und CLARK nahmen weiter bei den drei Spannungen von 23,2, 31,8, 40 kV mit ihrem Ionenspektrometer den Verlauf der Energieverteilung im ganzen Spektrum auf. Fig. 79, die diese Messungen wiedergibt, zeigt, wie bei 23,2 kV dem Bremspektrum noch keine Eigenstrahlen überlagert sind und wie dann deren



Figur 79.

Intensität bei 31,8 und 40 kV stark anwächst. Außer den Linien des Rhodiums, (ihrer Antikathode), sind noch Spuren der charakteristischen Strahlung des Rutheniums nachweisbar, das in Spuren im Rhodium vorhanden war. DUANE und KANG-FUH-HU¹⁾ haben die K-Strahlungen des Rhodiums noch genauer ausgemessen als WEBSTER und CLARK; sie finden für die Absorptionsbande der K-Strahlung $\lambda = 0,5330 \text{ \AA.-E.}$, entsprechend 23,17 kV; für die Linie K_{β} finden sie $\lambda = 0,5342$ entsprechend 23,11 kV. 23,17 kV ist also die aus der Quantengleichung ermittelte Mindestspannung für die Erregung der K-Serie des Rhodiums.

WOOTEN²⁾ untersuchte spektrometrisch die Intensität der K_{α} - und K_{β} -Strahlung von Molybdän und Palladium in Abhängigkeit von der Röhrenspannung; eine Ionenkammer von 128 cm Länge, gefüllt mit Methyl-

jodid, sorgte für möglichst vollkommene Absorption. Als Erregungspotentiale fand er 19,2 kV für Mo und 24,0 kV für Pd. Sie verhalten sich zueinander wie die Quadratwurzeln aus den Atomzahlen. Aus den Ionisierungskurven ergab sich, daß die Intensität oberhalb der Erregungsspannung proportional mit dem Quadrate der Spannungen wächst. Auch er fand das Intensitätsverhältnis der K_{α} - und K_{β} -Strahlung unabhängig von der Spannung, und zwar bei Mo 5,55, bei Pd 6,25 für K_{α}/K_{β} .

WEBSTER und CLARK untersuchten auch die L-Reihe des Platins und fanden hier wie bei der K-Reihe $J = \text{konst.} (V - V_{\text{min}})^{3/2}$. Bis zu welcher Höchstspannung die Intensität der charakteristischen Strahlung so stark mit der Röhrenspannung anwächst, ist bisher nicht ermittelt. Erfahrungstatsache ist, daß bei sehr hohen Spannungen die Bremsstrahlung die charakteristische gänzlich überdecken kann. Genaue Bestimmungen der Erregungspotentiale für die L-Serien von Wolfram und Platin gab kürzlich HOYT.³⁾ Er fand, daß bei Platin zur Absorptionsgrenze L_1 10,2 kV, zu L_2 11,6, zu L_3 12,0 kV gehören. (Vgl. S. 92.)

Da die Erregung der charakteristischen Strahlen eines Elementes also bei einer ganz bestimmten Mindestgeschwindigkeit der sie erzeugenden Kathodenstrahlen

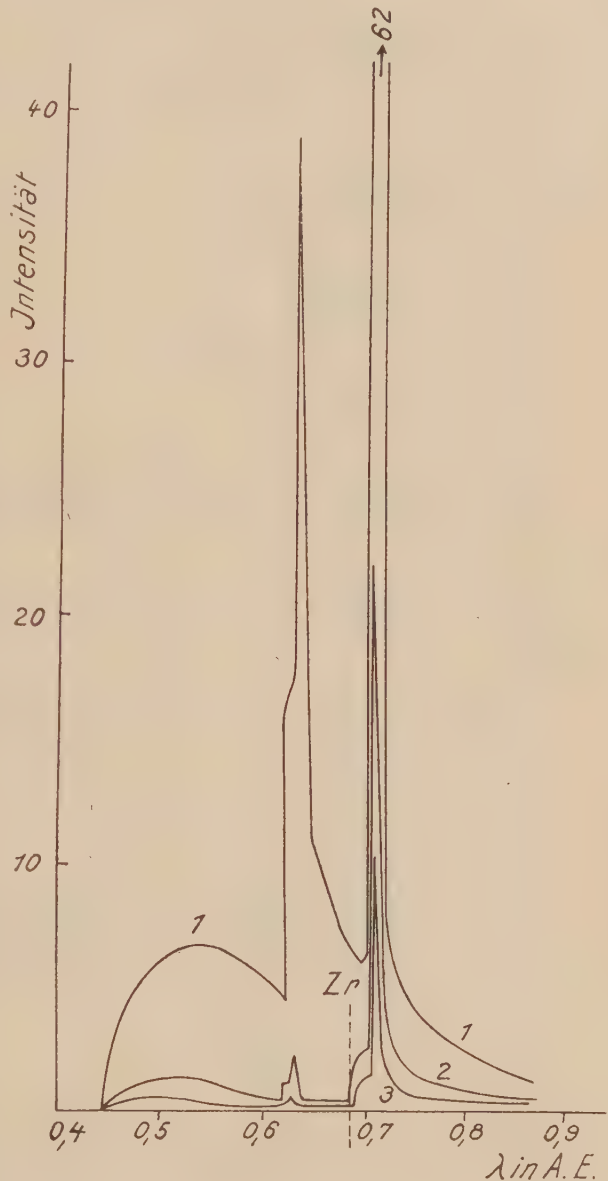
¹⁾ W. DUANE und KANG-FUH-HU, Phys. Rev. **14**, 369, 1919.

²⁾ B. A. WOOTEN, Phys. Rev. **13**, 71, 1919.

³⁾ F. C. HOYT, Proc. Nat. Ac. **6**, 639, 1920.

oder einer ebenso bestimmten Mindesthärte primärer Röntgenstrahlen einsetzt, kann man auch umgekehrt aus dem Auftreten einer bestimmten Art charakteristischer Sekundärstrahlen auf die Zusammensetzung und Beschaffenheit der sie erzeugenden primären Strahlen schließen. Darauf hat R. GLOCKER¹⁾ eine Untersuchungsmethode aufgebaut, bei der auf photographischem Wege die Zusammensetzung beliebiger, gegebener Strahlen erschlossen wird. (Strahlenanalyzer.)

Die Aussonderung der charakteristischen Strahlung gelingt außer mit der spektrometrischen Methode (bei der die Intensitäten immer gering bleiben) auch noch durch selektive Absorption (vgl. S. 105). Läßt man die an Eigenstrahlen reiche Strahlung einer Antikathode durch ein Filter gleichen Materials dringen, so werden die Wellenlängen, die kürzer sind als die Eigenstrahlen, stark selektiv absorbiert, die Eigenstrahlen aber nur schwach. Die Absorptionsbande der Reihe hat eine etwas kürzere Wellenlänge als die Emissionslinien der Reihe. Die Strahlen größerer Wellenlänge kann man dann durch ein geeignet dick gewähltes Aluminiumfilter stark schwächen und so eine fast homogene Strahlung im Wellenlängenbezirke der betreffenden Serie erhalten. Will man noch engere Spektralgebiete auswählen, dann muß das Filter so beschaffen sein, daß seine Absorptionsbande z. B. zwischen den Wellenlängen der K_α - und K_β -Strahlung der Antikathode liegt. So zeigt eine HULL²⁾ entnommene, schematisierte Figur (80) die spektrale Verteilung der



Figur 80.

Strahlung einer Molybdänantikathode bei 28 kV Röhrenspannung 1. ohne Filter, 2. mit 0,35 mm Zirkon, 3. mit 0,58 mm Zirkon als Filter, ionenspektrometrisch an Steinsalz aufgenommen. Durch das Zirkonfilter wird die Energie der Brems-

¹⁾ R. GLOCKER, Habilitationsschrift. Hamburg 1911.

²⁾ A. W. HULL, Phys. Rev. **10**. 3. 1917.

Tabelle 17.

K-Reihe.

Z.	Element	β_2	β''	β_1	β'	β_3	a_6	a_5	a_4	a_3	a_1'	a_1	a_2	Λ
11	Na	—	—	11,591	—	—	—	—	11,7814	11,8024	11,835	11,8836	—	—
12	Mg	—	—	9,53450	—	9,647	9,7118	9,7302	9,78620	9,79940	9,8265	9,86775	9,86775	9,5112
13	Al	—	—	7,94050	—	8,025	8,18920	8,20580	8,25300	8,26460	8,28560	8,31940	8,31940	7,9470
14	Si	—	—	6,73933	6,7442	6,7933	7,003	7,014	7,05372	7,06382	7,083	7,10907	7,10907	—
15	P	—	—	5,78619	—	5,8204	5,8204	—	6,09500	6,10219	—	6,14171	—	5,7580
16	S	5,0130	—	5,02132	—	5,047	5,247	5,2626	5,32325	5,32937	5,3406	5,36128	5,36375	5,0123
17	Cl	—	4,3908	4,39463	—	—	—	—	4,692	—	—	4,71821	—	4,3844
19	K	3,4341	3,44246	3,44680	—	—	—	—	3,70883	—	3,7187	3,73368	3,7375	3,4345
20	Ca	3,0691	3,07957	3,08343	—	—	—	—	3,328	—	—	3,35169	3,359	3,0633
21	Sc	2,7582	—	2,77394	—	—	—	—	3,011	—	—	3,02503	3,032	2,7517
22	Ti	2,49367	—	2,50898	2,51506	—	—	—	2,729	—	—	2,74317	2,746	2,4937
23	Va	2,2646	—	2,27972	2,28526	—	—	—	—	—	—	—	—	2,2653
24	Cr	2,0670	—	2,08026	—	2,28517	2,288	2,0675	—	—	—	—	—	—
25	Mn	1,8932	—	1,90591	—	2,093	2,097	1,8892	—	—	—	—	—	—
26	Fe	1,7406	—	1,75304	1,75660	1,93239	1,932	1,7396	—	—	—	—	—	—
27	Co	1,6054	—	1,61713	—	1,78524	1,785	1,6018	—	—	—	—	—	—
28	Ni	1,4854	—	1,49703	1,49811	1,65467	1,657	1,4890	—	—	—	—	—	—
29	Cu	1,378	—	1,38933	—	1,53732	1,543	1,3784	—	—	—	—	—	—
30	Zn	1,2811	—	1,29271	—	1,433	1,437	1,2963	—	—	—	—	—	—
31	Ga	—	—	1,2048	—	1,3367	1,3404	1,1902	—	—	—	—	—	—
32	Ge	1,1121	—	1,131	—	1,257	1,261	1,1146	—	—	—	—	—	—
33	As	1,038	—	1,052	—	1,170	1,174	1,4039	—	—	—	—	—	—
34	Se	—	—	0,993	—	1,104	1,109	0,9790	—	—	—	—	—	—
35	Br	0,920	—	0,929	—	1,041	1,046	0,917	—	—	—	—	—	—
37	Rb	0,813	—	0,825	—	0,922	0,926	0,819	—	—	—	—	—	—
38	Sr	0,767	—	0,779	—	0,871	0,876	0,7696	—	—	—	—	—	—
39	Y	0,733	—	0,746	—	0,835	0,840	0,7255	—	—	—	—	—	—
40	Zr	—	—	0,705	—	0,788	0,793	0,6871	—	—	—	—	—	—
41	Nb	0,657	—	0,669	—	0,749	0,754	0,6503	—	—	—	—	—	—

Anmerkung:

Die Linien Na—P nach HJALMAR, Ztschr. f. Phys. **1**,
457, 1920 und **7**, 341, 1921; M. STEGBAHN u. V. DOLEJSKEK,
Ztschr. f. Phys. **10**, 162, 1922.

Die meisten anderen Linien nach SIEGBAHN, Ann. 59.

66, 1919, Phil. Mag. 639. 1919. SIEGBAHN und STEN-
SIROM. SIEGBAHN, Ztschr. f. Phys. 9. 79. 1922.Einige Linien anderer Verfasser nach den Tabellen
in LEDOUX-LEBARDs Rayons-X aus amerikan. Unter-
suchungen ergänzt.Die Werte für die Abs.-Bande nach FRICKE, DE BROGLIE,
BLAKE und DUANE, DUANE und KANG-FUH-HU, SHIMIZU.
Näheres in Tabelle 32, S. 113.

42	Mo	0,619	0,633	0,706	0,711	0,6180
44	Ru	0,564	0,574	0,645	—	0,5584
45	Rh	0,5342	0,5453	0,621	0,6164	0,5330
46	Pd	—	0,521	0,586	0,590	0,5075
47	Ag	0,491	0,501	0,562	0,567	0,4850
48	Cd	0,464	0,479	0,538	0,543	0,4632
49	In	0,440	0,453	0,510	0,515	0,4434
50	Sn	0,417	0,432	0,487	0,490	0,4242
51	Sb	0,408	0,416	0,468	0,472	0,4065
52	Te	0,390	0,404	0,456	—	0,3896
53	I	0,375	0,388	0,437	—	0,3737
55	Cs	0,346	0,352	0,398	0,402	0,3444
56	Ba	0,332	0,343	0,388	0,393	0,3307
57	La	0,320	0,329	0,372	0,376	0,3188
58	Ce	0,308	0,317	0,355	0,360	0,3068
59	Pr	0,284	0,301	0,342	0,347	—
60	Nd	—	0,292	0,330	0,335	0,2861
62	Sa	—	—	—	—	0,2636
63	Eu	—	—	—	—	0,2543
64	Gd	—	—	—	—	0,2456
65	Tb	—	—	—	—	0,2398
66	Dy	—	—	—	—	0,2308
67	Ho	—	—	—	—	0,2214
68	Er	—	—	—	—	—
69	Tm	—	—	—	—	0,208
70	Yb	—	—	—	—	0,2015
71	Lu	—	—	—	—	0,195
73	Ta	—	—	—	—	—
74	W	0,17940	0,18436	—	0,21352	0,1785
76	Os	—	—	0,20885	—	0,1683
77	Ir	—	—	—	—	—
78	Pt	0,1574	0,1634	0,1850	0,1898	0,152
79	Au	—	—	—	—	0,149
80	Hg	—	—	—	—	0,146
81	Tl	—	—	—	—	0,142
82	Pb	—	—	0,169	—	0,138
83	Bi	—	—	0,159	—	0,133
88	Ra	—	—	—	—	—
90	Th	—	—	—	—	0,113
92	Ur	—	0,104	0,154	—	0,105

Tabelle 18.

Z.	El.	α_3	α_2	α_1	η	β_4	β_6	β_1	β_3	β_2
29	Cu	—	—	13,3091	—	—	—	—	—	—
30	Zn	—	—	12,2225	—	—	—	11,951	—	—
32	Ge	—	—	10,4136	—	—	—	—	—	—
33	As	9,6173	—	9,6503	—	—	—	9,3940	—	—
34	Se	8,9386	—	8,9706	—	—	—	8,7172	—	—
35	Br	8,3262	—	8,3566	—	—	—	8,1076	—	—
37	Rb	7,2727	—	7,3027	—	—	—	7,0604	—	—
38	Sr	6,8183	—	6,8478	—	—	—	6,6092	—	—
39	Y	6,4065	—	6,4349	—	—	—	6,1984	—	—
40	Zr	6,0272	—	6,0519	—	—	—	5,8228	—	—
41	Nb	5,6886	5,717	5,7113	—	—	—	5,4796	—	5,291
42	Mo	5,3721	5,400	5,3943	—	—	—	5,1658	—	—
44	Ru	4,818	4,84367	4,83567	—	—	—	4,61100	—	—
45	Rh	4,572	4,59556	4,58778	—	—	—	4,36490	—	—
46	Pd	4,344	4,36660	4,35850	—	4,065	—	4,13730	4,025	3,899
47	Ag	4,13170	4,15382	4,14564	—	3,86109	—	3,92664	3,82445	3,69383
48	Cd	3,933	3,95636	3,94782	—	3,67425	—	3,73008	3,63642	3,507
49	In	3,74991	3,77242	3,76367	—	—	—	3,54783	—	3,332
50	Sn	—	3,60148	3,59218	—	3,333	—	3,37792	3,29768	3,16884
51	Sb	—	3,44075	3,43177	—	3,181	—	3,21836	3,14514	3,017
52	Te	—	3,29100	3,28199	—	3,04004	—	3,06997	3,00133	2,877
53	I	—	3,15087	3,14166	—	2,906	—	2,93093	2,867	2,74608
55	Cs	—	2,89560	2,88610	—	2,66053	—	2,67784	2,62293	2,507
56	Ba	—	2,77902	2,76964	—	2,54976	—	2,56224	2,51100	2,39928
57	La	—	2,66893	2,65968	—	2,44426	—	2,45330	2,40531	2,298
58	Ce	—	2,56511	2,55600	—	2,34480	—	2,35100	2,3059	2,20380
59	Pr	—	2,46763	2,45770	—	2,254	—	2,25390	2,21237	2,11468
60	Nd	—	2,37563	2,36531	—	2,162	—	2,16221	2,12230	2,031
<i>l</i>										
62	Sa	—	2,20568	2,19501	—	—	—	1,99357	1,958	1,877
63	Eu	—	2,12733	2,11633	—	1,921	—	1,91631	1,886	1,807
64	Gd	—	2,05262	2,04193	—	1,848	—	1,84246	1,809	1,741
65	Tb	—	1,98231	1,97149	—	1,781	—	1,77268	1,74256	1,67925
66	Dy	—	1,91564	1,90460	—	1,718	—	1,70658	1,680	1,61975
67	Ho	—	1,85206	1,84098	—	1,653	—	1,64352	1,61677	1,56365
68	Er	—	1,79140	1,78040	—	1,596	—	1,58344	1,556	1,5112
70	Yb	—	1,6789	1,66779	—	1,488	—	1,472	1,448	1,412
71	Lu	—	1,62636	1,61551	—	1,434	—	1,417	1,395	1,366
73	Ta	1,7242	1,5294	1,51825	1,4655	1,3422	1,3267	1,32354	1,3033	1,2810
74	W	1,67505	1,48452	1,47348	1,4177	1,29874	1,2871	1,27917	1,26000	1,24191
76	Os	—	1,3982	1,38816	—	1,2150	1,2048	1,19459	1,1772	1,16838
77	Ir	—	1,35939	1,34834	—	1,1764	1,1717	1,15495	1,1379	1,13287
78	Pt	1,49723	1,32121	1,31008	1,2401	1,1398	1,1398	1,11722	1,09950	1,09950
79	Au	1,45654	1,28489	1,27355	1,1995	1,1044	1,1106	1,08093	—	1,06775
80	Hg	1,4183	1,2497	1,2385 $\pm$ 3	1,1619	1,0686	1,0774	1,0458 $\pm$ 6	1,0301	1,0375 $\pm$ 4
81	Tl	—	1,21603	1,20471	1,125	1,0371	1,0480	1,01266	0,9978	1,90786
82	Pb	1,34662	1,18352	1,17202	1,0902	1,00469	1,0188	0,97990	0,99602	0,97990
83	Bi	1,31295	1,1533	1,14115	1,057	0,9754	0,9916	0,94930	0,9357	0,95293
88	Ra	—	—	—	—	—	—	—	—	—
90	Th	1,11241	0,96524	0,95342	—	0,789	0,8262	0,76259	0,7521	0,79108
92	U	1,06477	0,92014	0,90833	0,8029	0,7454	0,7866	0,71807	0,7084	0,75268

Anmerkung: Die Zahlenwerte sind entnommen für die Elemente:

Cu—Ln: E. HJALMAR, Ztschr. f. Phys. 7. 341. 1921.

Ta—Au } : D. COSTER, Ztschr. f. Phys. 6. 185. 1921.

Tl—Ur }

L-Reihe.

[illegible]

Hg: A. MÜLLER, Phil. Mag. **42**, 419, 1921.
Für die Abs-Banden: M. SIEGBAHN.
Pb: DUANE und SHIMIZU, Phys. Rev. **13**, 198, 1919.

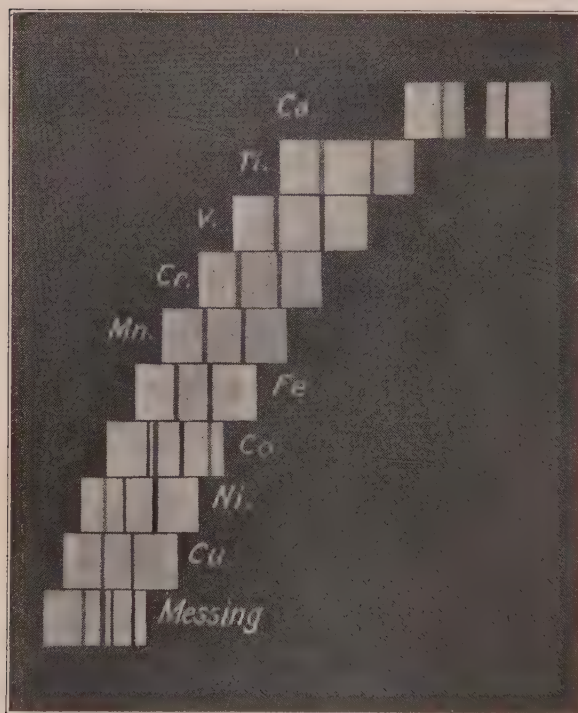
strahlung fast völlig unterdrückt, und auch von der Eigenstrahlung der Antikathode ist die härtere, die K_{β} -Strahlung, bis auf einen kleinen Bruchteil absorbiert. Um in gleicher Weise die K_{α} -Strahlung des Wolframs zu isolieren, müßten Absorptionsschirme aus Yt, Lu oder Ta verwendet werden.

Die Wellenlängen der Fluoreszenzstrahlen. Moseleys Gesetz. Nicht nur für die Bestimmung der Mindestpotentiale, die zur Aussendung einer bestimmten charakteristischen Strahlung nötig sind, sind die Spektrometernethoden, die sich an die Entdeckungen v. LAUES und BRAGGS anschlossen, bedeutungsvoll geworden, sondern vor allem für die genaue Festlegung der Wellenlängen aller der ausgesandten Reihen und Linien.

Zuerst haben wohl W. H. und W. L. BRAGG¹⁾ an der L -Strahlung des Platins nachgewiesen, daß sie nicht homogen, sondern aus mehreren einzelnen Spektralgebieten bestehe, dann untersuchte W. H. BRAGG die L -Strahlung des Wolframs²⁾ und bald auch³⁾ die des Os, Ir und die K -Strahlungen von Cu, Ni, Rh und Pd. MOSELEY und DARWIN³⁾ vervollkommneten die Spektrometer mit Ionenkammer

und photographischer Platte, BROGLIE⁴⁾ vor allem die spektrographische Methode, und der weitere experimentelle Ausbau dieser Methoden ermöglichte bald eine immer bessere Auflösung und eine immer genauere Ausmessung aller einzelnen Linien aller Reihen charakteristischer Strahlung der Elemente. (Über die spektroskopischen Methoden vgl. S. 26 ff.)

Systematische Untersuchungen über den Bau der Röntgen- oder Hochfrequenzspektren führte zuerst MOSELEY⁵⁾ aus. Fig. 81 ist eine Wiedergabe der Aufnahmen, die von der K -Strahlung einiger leichter Elemente in dritter Ordnung durch Reflexion an Ferrocyankalium erhalten wurden; die Photographie der einzelnen Elemente sind entsprechend den Ablenkungswinkeln angeordnet. Die intensiveren Linien, denen die größere Ablenkung



Figur 81.

entspricht, sind die K_{α} -, die weniger intensiven die K_{β} -Strahlungen. Die Kobaltprobe enthält, wie man erkennen kann, Eisen und Nickel; Messing die Cu- und Zn-Linien. Von den Zahlenwerten der Wellenlängenbestimmungen MOSELEYS kann hier abgesehen werden, da die Linien später weiter zerlegt wurden und genauere Messungen mit verbesserten Hilfsmitteln vorliegen. Die

¹⁾ W. H. und W. L. BRAGG, Proc. Roy. Soc. **88**, 428. 1913.

²⁾ W. H. BRAGG, Proc. Roy. Soc. **89**, 247. 1913; SOLVEY-Kongreß 1913.

³⁾ MOSELEY und DARWIN, Phil. Mag. **26**, 210. 1913.

⁴⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **157**, 524, 1413. 1913; C. R. **158**, 859. 1914.

⁵⁾ H. G. J. MOSELEY, Phil. Mag. **26**, 1024. 1913; **27**, 703. 1914.

große Bedeutung der MOSELEYSchen Untersuchungen liegt in der Erkennung der Gesetzmäßigkeit, die zwischen dem Hochfrequenzspektrum eines Elements und seiner Lage im periodischen System der Elemente, seiner Kernzahl, besteht.

Trug MOSELEY in ein Diagramm die Wurzel aus der Frequenz (bzw. $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$) als Ordinate, die Atomnummer Z (entsprechend der Kernladung im BOHRschen Atommodell) als Abszisse auf, so erhielt er glatte Linienzüge, meist eine Gerade (vgl. Fig. 86). Aus diesen Kurven folgte zunächst einmal die Entdeckung, daß in der Reihe der Elemente vom Wasserstoff zum Uran uns fünf Elemente mit den Atomnummern 43, 61, 75, 85, 87 nicht bekannt sind. Bei der Anordnung in der Reihenfolge dieser Atomzahlen müssen entsprechend ihren Röntgenspektren die Elemente As, Co, Te in der Reihenfolge ihrer chemischen Eigenschaften eingesetzt werden. Trägt man statt der Atomnummern die Atomgewichte ein, so besteht dieser einfache geradlinige Zusammenhang nicht. Es ist also

$$\nu = C \cdot (Z - b)^2$$

der Inhalt des MOSELEYSchen Gesetzes, und die Konstanten C und b haben für die

$$\begin{array}{ll} K\text{-Reihe die Werte} & C = \frac{3}{4} R \quad b = 1, \\ L\text{-Reihe die Werte} & C = \frac{1}{7} R \quad b = 7,5, \end{array}$$

dabei ist R die RYDBERGSche Konstante der sichtbaren Linienspektren. (Es muß an dieser Stelle bemerkt werden, daß den MOSELEYSchen Wellenlängenbestimmungen der von BRAGG ermittelte Wert der Gitterkonstanten des Steinsalzes $d = 2,814 \cdot 10^{-8}$ zugrunde gelegt ist, der für die meisten späteren, auch die SIEGBAHNSchen, als Bezugsnorm angenommen worden ist.)

Weitere Wellenlängenbestimmungen wurden ausgeführt von DE BROGLIE¹⁾, ROHMANN²⁾; letzterer benutzte gebogenen Glimmer als Kristall; die exakten Ausmessungen der Wellenlängen aller Reihen wurden aber dann hauptsächlich von

Tabelle 19.

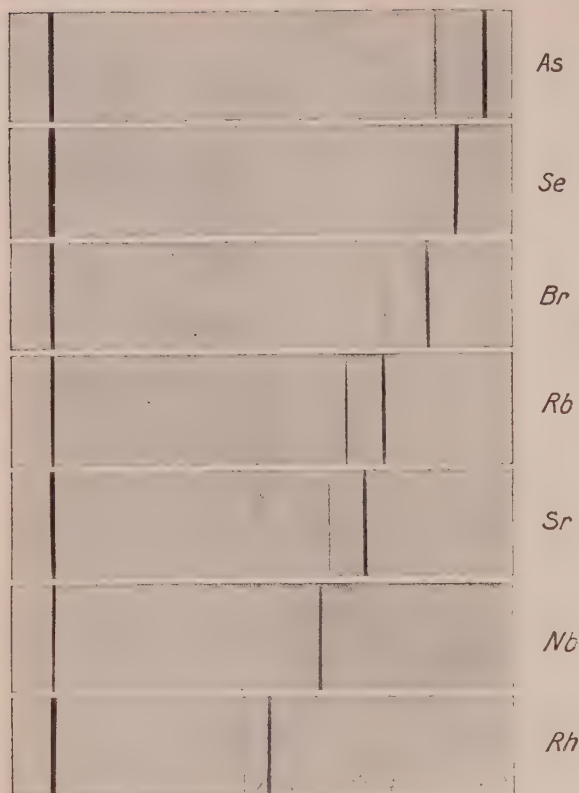
M-Reihe.

Z.	Element	α'	α	β	γ	δ	ϵ	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
66	Dy	—	9,509	9,313	—	—	—	—	—	—	—	—
67	Ho	—	9,123	8,930	—	—	—	—	—	—	—	—
68	Er	—	8,770	8,561	—	—	—	—	—	—	—	—
70	Yb	—	8,123	7,895	—	—	—	—	—	—	—	—
71	Lu	—	7,818	7,587	—	—	—	—	—	—	—	—
73	Ta	—	7,237	7,0115	—	—	—	—	—	—	—	—
74	W	—	6,973	6,745	6,0905	—	—	—	—	—	—	—
76	Os	—	6,447	6,250	—	—	—	—	—	—	—	—
77	Ir	—	6,245	6,029	—	—	—	—	—	—	—	—
78	Pt	—	6,028	5,812	5,311	—	—	—	—	—	—	—
79	Au	—	5,819	5,601	5,115	—	—	—	—	—	—	—
80	Hg	—	5,649	5,439	—	—	—	—	—	—	—	—
81	Tl	5,461	5,4499	5,2384	4,802	—	—	—	—	—	—	—
82	Pb	5,287	5,2751	5,0648	4,6637	—	—	—	—	—	—	—
83	Bi	5,119	5,1072	4,8993	4,5238	—	—	4,762	4,569	3,894	—	—
88	Ra	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
90	Th	4,143	4,12915	3,9333	3,6565	3,127	3,006	3,721	3,552	3,058	2,571	2,388
92	U	3,916	3,9014	3,7083	3,4714	2,943	2,813	3,491	3,326	2,873	2,385	2,228

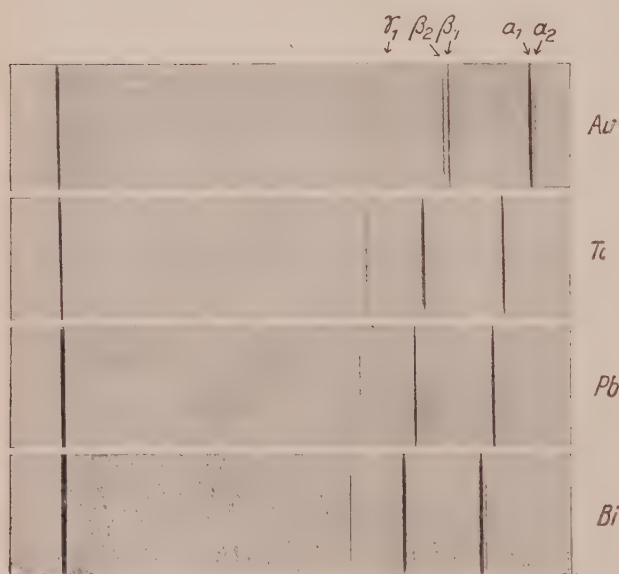
Anmerkung: Die Zahlen für die Emissionslinien dieser Tabelle sind entnommen: W. STENSTRÖM, Diss. Lund. Die für die Absorptionsbanden: D. COSTER, Phys. Rev. **19**, 22, 1922.

¹⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **158**. 1785. 1914.

²⁾ H. ROHMANN, Phys. Ztschr. **15**. 175. 1914.



Figur 82.
K-Strahlung einiger Elemente.



Figur 83.
L-Strahlung einiger Elemente.

SIEGBAHN¹⁾, der die *M*-Serie entdeckte, und von seinen Mitarbeitern MALMER, STENSTRÖM, FRIMANN und anderen durchgeführt. Die Figg. 82, 83 zeigen Photogramme der *K*- und *L*-Strahlung von SIEGBAHN.

Zur Aufnahme der weißen *K*-, *L*-, *M*-Strahlungen wurde von SIEGBAHN der Vakuumspektrograph durchgebildet, dessen neueste Form sowie die Art der dabei verwendeten Röhre aus den Figg. 84 u. 85 ersichtlich ist.²⁾ Die Größenverhältnisse der Anordnung lassen sich beurteilen aus der Angabe, daß der Würfelförper der Röntgenröhre 5,5 cm Kantenlänge besitzt. Das Rohr kann bei intensiver Wasserkühlung mit 200 mA bei 20 kV, also mit 4 kW belastet werden. Vgl. auch S. 32.

Die Ergebnisse der Wellenlängenmessung sind in den großen Tabellen (17, 18, 19) zusammengefaßt. Als Einheit gilt in allen die Å.-E. = 10^{-8} cm.

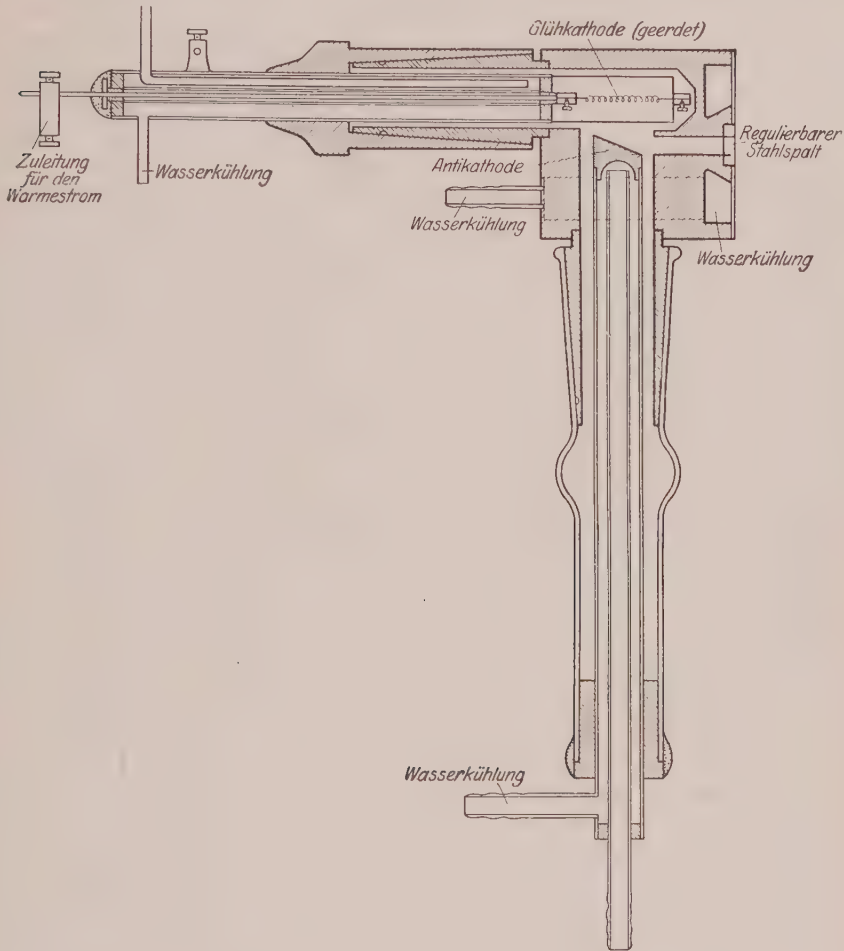
Dort finden sich auch Angaben über die Literatur, der die Zahlen entnommen sind. Es ist versucht worden, die exaktesten und neuesten Bestimmungen auszuwählen und zusammenzustellen. Eine kleine Willkür ist dabei unver-

¹⁾ M. SIEGBAHN, Ann. d. Phys. **46**, 298. 1915; **59**, 66. 1919. — J. MALMER, Diss. Lund 1915. — E. FRIMANN, Diss. Lund 1915. — W. STENSTRÖM, Diss. Lund 1919. — WAGNER, Phys. Ztschr. **16**, 30. 1915. — E. HJALMAR, Ztschr. f. Phys. **1**, 439. 1920; **3**, 262. 1920; **7**, 341. 1921. — D. COSTER, Zeitschr. f. Phys. **4**, 178. 1921; **6**, 188. 1921; Phys. Rev. **19**, 22. 1922.

²⁾ M. SIEGBAHN, Jahrb. d. Elektr. u. Radioakt. **18**, 240. 1922.

meidbar, da die Zahlenwerte einzelner Beobachter nicht immer restlos zusammenstimmen.

Ein ungefähres Bild über den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Atomzahl gibt die Fig. 86, in der als Abszissen die Ordnungszahlen der Elemente,



Figur 84.

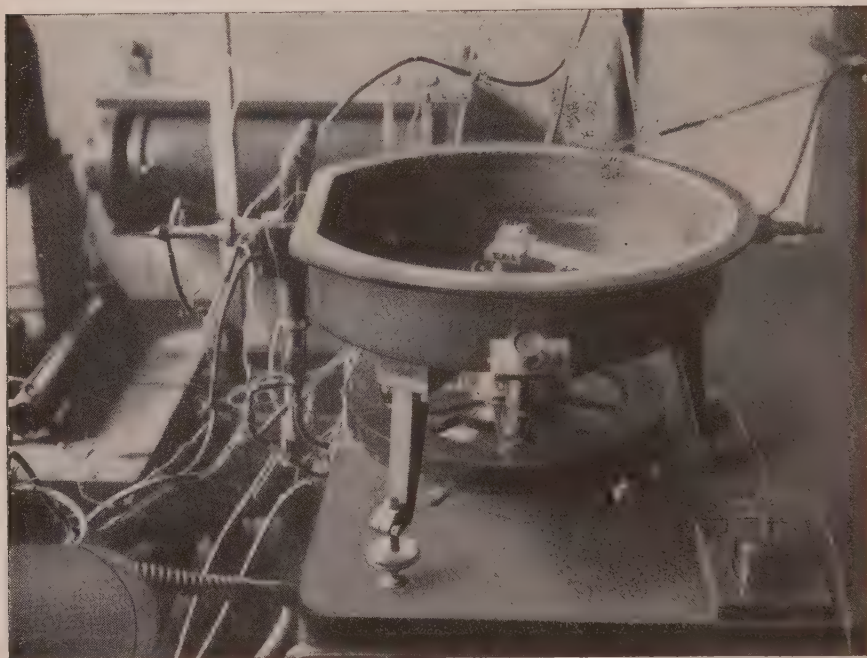
als Ordinaten die $\sqrt{\frac{1}{\lambda}} \cdot 10^{-4}$ aufgetragen sind und außerdem die Wellenlängen auf der einen Längsseite der Figur angedeutet sind, sie enthält die wichtigsten Linien der *K*, *L*, *M*-Reihen.

Die Bezeichnung der Linien der Reihen schwankt in den Arbeiten der einzelnen Forscher; in den Tabellen sind die von SIEGBAHN vorgeschlagenen angenommen worden, die in den neuesten experimentellen Arbeiten mit ziemlicher Übereinstimmung zur Anwendung gelangt sind. Die in theoretischen Abhandlungen viel benutzte Bezeichnungsweise SOMMERFELDS, die im Anschluß an MOSELEY durchgebildet ist, hängt mit der SIEGBAHNSchen folgendermaßen zusammen:

Tabelle 20.

K-Strahlung	SOMMERFELD .	α	α'	α_3	α_4	β	γ
	rel. Intensität	10	8	1	1	4	1
	SIEGBAHN. . .	α_1	α_2	α_3	α_4	β_1	β_2

<i>L</i> -Strahlung	{	SOMMERFELD .	α	α'	α_3	β	γ	φ	v	ζ	δ	θ	χ	ψ	η	ε
		rel. Intensität	10	3	2	8	6	2	2	2	4	1	1	1	<1	3
		SIEGBAHN . . .	α_1	α_2	α_3	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	η	ι
<i>M</i> -Strahlung	{	SOMMERFELD .	α'	α	β	γ	δ	ε								
		rel. Intensität	1	8	5	1	1	1								
		SIEGBAHN . . .	α'	α	β	γ	δ	ε								



Figur 85.

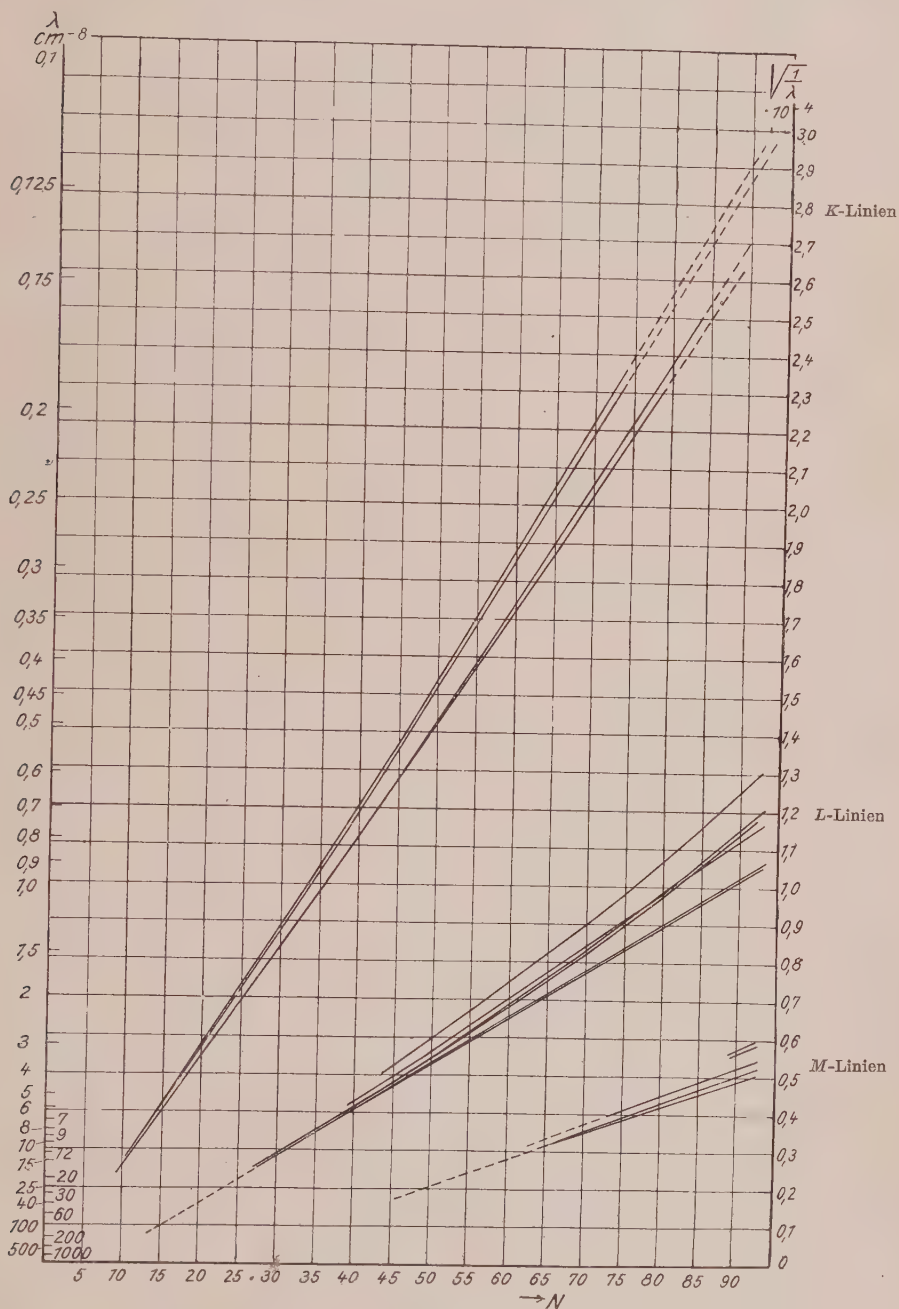
In diese Tabelle sind auch die einzelnen relativen Intensitäten eingefügt. Doch bleiben diese nicht bei allen Elementen gleich groß.

Außer den Emissionslinien, die alle mit kleinen Buchstaben bezeichnet werden, sind in den Tabellen 17, 18, 19 auch die Wellenlängen der Absorptionsbanden aufgenommen worden: K_1 , L_1 , L_2 , L_3 und M_1 bis M_5 . Über ihre Erforschung und Bedeutung findet sich Näheres im Kapitel Absorption und auf S. 91.

Die Werte der vorhergehenden Wellenlängentabellen sind, soweit sie auf Messungen beruhen, die in Lund, in Deutschland, Frankreich ausgeführt sind, alle auf die Gitterkonstante des Steinsalzes, die zu $2,814 \cdot 10^{-8}$ cm festgelegt ist, bezogen: die Messungen der amerikanischen Untersuchungen beruhen fast ausschließlich auf der Gitterkonstante des Kalkspats, die gleich $3,028 \cdot 10^{-8}$ cm genommen ist, während sie, bezogen auf obigen Wert des Steinsalzes, $3,0294 \cdot 10^{-8}$ cm sein würde. Die Werte sind in die Tabellen so eingetragen, wie sie in der Literatur vorliegen, nicht umgerechnet, da die hieraus sich ergebenden Änderungen im allgemeinen innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen liegen. Im einzelnen kann zu den Reihen noch folgendes bemerkt werden:

Zur *K*-Reihe. Bei den leichten Elementen treten außer den Hauptlinien eine Reihe neuer Linien hinzu, deren Gesetzmäßigkeiten noch wenig erforscht sind (vgl. S. 94). Von den Elementen hohen Atomgewichts liegen noch nicht alle Werte vor, zur Erregung der *K*-Strahlung sind bei ihnen sehr hohe Spannungen erforderlich, die die Versuchsröhren nicht gut aushalten. An der Zusammen-

stellung der Ergebnisse verschiedener Forscher der Wolfram-K-Strahlung in Tabelle 21, dem Werke von LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER entnommen, kann ermessen werden, wie weit die Ergebnisse verschiedener Forscher übereinstimmen.



Figur 86.

Die in ihr enthaltenen Messungen von DERSHEM, SIEGBAHN sind spektrophisch, die anderen ionometrisch ausgeführt.

Tabelle 21.

Autor	α_2	α_1	β_1	β_2	K
DE BROGLIE ¹⁾ . . .	—	0,203	—	0,177	—
LEDoux-L. u. D. .	0,213	0,205	0,183	0,177	—
HULL	0,212	0,208	0,185	—	—
DERsHEM	0,212	0,207	0,183	0,178	—
DUANE u. SHIMIZU	0,2134	0,2087	0,1842	0,178	—
SIEGBAHN.	0,21352	0,20885	0,18436	0,17940	—
DUANE u. STENSTRÖM	0,21341 $\pm$ 3	0,20860 $\pm$ 4	0,18422 $\pm$ 3	0,17901 $\pm$ 6	0,17809 $\pm$ 7

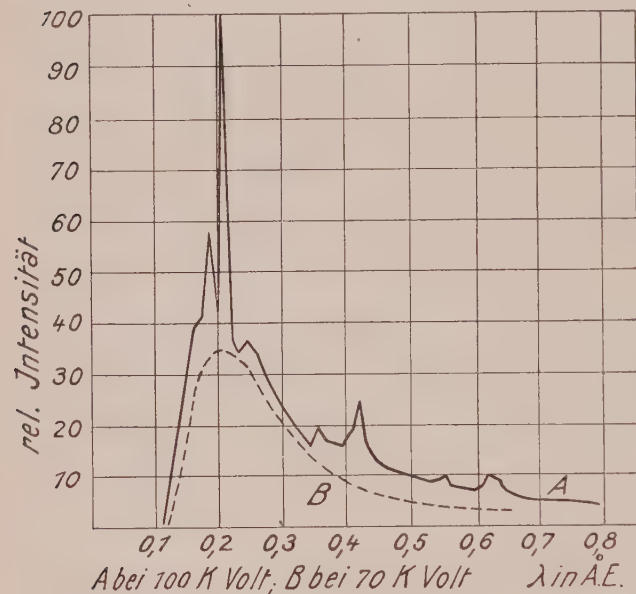
Alle Linien treten erst auf, wenn die Röhrenspannung genügt, die härteste unter ihnen, β_2 , zu erregen, dann aber gleichzeitig. Die Linien des Wo erhält man oberhalb 70 kV, die K-Linien des Platins oberhalb 80 kV. Für die härteste

K-Strahlung, die des Urans, fanden SIEGBAHN und JÖNSSON²⁾ den Wert 0,1048 für die K-Bande; DESSAUER und BACK³⁾

fanden $\lambda_a = 0,154$, $\lambda_\beta = 0,104$. Fig. 87, einer Arbeit von HULL entnommen, zeigt die elektrometrisch aufgenommene spektrale Verteilung der Wolframstrahlung einer Coolidgeöhre bei 100 kV (Kurve A) und bei 70 kV (Kurve B) bei gleicher Stromstärke von 1,2 mA.

Bei der höheren Erregungsspannung erscheinen die α - und β -Linien dem kontinuierlichen Spektrum in erster, zweiter und dritter Ordnung überlagert.⁴⁾

Zur L-Reihe. Im linienreichen L-Spektrum



Figur 87.

zeigen einige Linien geradlinigen Verlauf für die Beziehung zwischen Atomzahl und

$\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$, für andere erhält man eine zur Abszissenachse konvex verlaufende Kurve (Fig. 86); die einen folgen dem MOSELEYschen Gesetz, die anderen weichen z. T. stark davon ab. Nähere Angaben über die Zugehörigkeit der Linien zu den einzelnen Untergruppen der Reihe findet man S. 91 ff. und in Fig. 92. Die auftretende Überkreuzung der Linienkurven macht verständlich, daß bei manchen

¹⁾ DE BROGLIE, C.R. **161**, 596. 1916. — LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER, C.R. **163**, 754. 1916. — HULL, Arch. of Rad. Jan. 1917. — E. DERSHEM, Phys. Rev. **11**, 461. 1918. — DUANE und SHIMIZU, Phys. Rev. **13**, 306. 1919. — M. SIEGBAHN, Phil. Mag. **38**, 639. 1920. — DUANE und STENSTRÖM, Phys. Rev. **15**, 328. 1920.

²⁾ M. SIEGBAHN und E. JÖNSSON, Phys. Ztschr. **20**, 252. 1919.

³⁾ DESSAUER und F. BACK, Verh. d. D. phys. Ges. **21**, 168. 1919.

⁴⁾ Außer den bereits genannten Untersuchungen seien noch erwähnt die Messungen von N. STENSSON, Ztschr. f. Phys. **3**, 60. 1920; UHLER und COOKSEY, Phys. Rev. **10**, 645. 1917; DUANE und KANG-FUH-HU, Phys. Rev. **11**, 489. 1918 und **14**, 369. 1919; DE BROGLIE, C.R. **170**, 1053 und 1245. 1920.

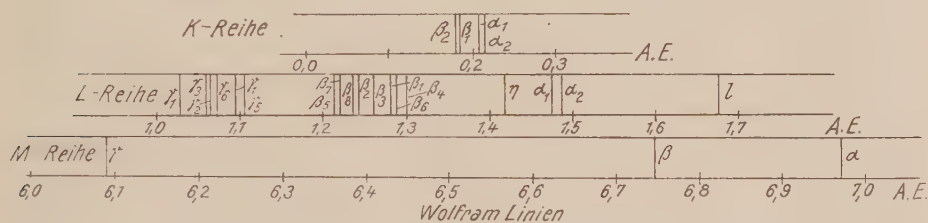
Elementen, z. B. bei Platin, einzelne Linien fast vollkommen zusammen fallen. Die Charakterisierung der schwächeren Linien wird dadurch oft sehr erschwert.

Die relative Intensität der Linien ist nicht bei allen Elementen gleich; so haben bei Platin γ_2 und γ_3 die gleiche Intensität, während bei Wolfram γ_3 viel stärker ist als γ_2 . Vielleicht lassen sich auch aus genauen Intensitätsmessungen, die systematisch bei verschiedenen Elementen durchgeführt werden, noch Aufschlüsse über die Art der verschiedenen Zonen des Atoms erbringen, etwa im Zusammenhange mit den neuen von BOHR gegebenen Hypothesen für den Atomaufbau.¹⁾ — In die Tabelle sind die nur gelegentlich bei einzelnen Elementen aufgefundenen Begleiter der stärkeren Linien nicht aufgenommen worden, in der schematischen Fig. 92, S. 93, haben einzelne davon Aufnahme gefunden um ihres theoretischen Interesses willen.

Außer den in der Tabelle bereits erwähnten experimentellen Untersuchungen über die *L*-Reihe sei noch angeführt jene von A. DAUVILLIER²⁾, der die Reihe von Tantal bis Uran in guter Übereinstimmung mit den Werten COSTERS ausgemessen hat.

Zur *M*-Serie. Diese Reihe ist hauptsächlich von SIEGBAHN (C. R. 161. 787. 1916), STENSTRÖM und COSTER (a. a. O.) untersucht worden, mit Hilfe des Vakuum-spektrographen und bei Anwendung eines Kristalls großer Gitterkonstante (Gips, Zucker). Die Linien sind breiter als die der *K*-, *L*-Serien, haben das Aussehen von Banden, scharf begrenzt nach der Seite der langen Wellen, abnehmende Intensität nach der kurzwelligen Seite. Es besteht die Vermutung, daß sie Anlagerungen vieler Einzellinien darstellen.

Eine zusammenfassende Übersicht über das Aussehen der Emissionsspektren in annähernd richtigen Abständen gibt die Fig. 433, die das *K*-, *L*-, *M*-Spektrum des Wolframs (ohne Absorptionsbanden) darstellt.



Figur 88.

Kürzlich ist es DOLEJSEK³⁾ gelungen, bei Uran, Thor und Bi mit dem Vakuum-spektrographen Linien der *N*-Reihe festzustellen und auszumessen: Er findet für Uran 8,594; 8,700; 9,876; 10,080; 12,702; 12,777; 12,856; für Thor 9,310; 9,427; 11,462; 11,542; 13,111; 13,181; 13,255; für Bi 13,040; 13,140 in Å-E. Die Linien sind breit und werden leicht durch *M*-Linien höherer Ordnung verdeckt.

BARKLA⁴⁾ schloß aus den Absorptionsercheinungen des Aluminiums, auf das Vorhandensein einer harten charakteristischen *J*-Strahlung, der die Wellenlänge 0,37 Å-E. bei Aluminium zukommen würde. BARKLA und WHITE⁵⁾ erschlossen dann eine *J*-Strahlung für Kohlenstoff und Sauerstoff zu 0,42 und 0,39 Å-E. LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER⁶⁾ suchten sie vergeblich beim Bor. DUANE und SHIMIZU⁷⁾ haben mit dem BRAGGSchen Ionenspektrometer die *J*-Strahlung des Al gesucht,

¹⁾ N. BOHR, Ztschr. f. Phys. **9**. 1. 1922.

²⁾ A. DAUVILLIER, C. R. **173**, 647 und 1458, 1921.

³⁾ V. DOLEJSEK, Ztschr. f. Phys. **10**. 129. 1922.

⁴⁾ C. G. BARKLA, Bakerian Lecture 1917.

⁵⁾ BARKLA und WHITE, Phil. Mag. **34**. 270. 1917.

⁶⁾ LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER, C. R. **168**. 608. 1919.

⁷⁾ DUANE und SHIMIZU, Phys. Rev. **14**. 389. 1919.

konnten aber keine Spur davon nachweisen. Andererseits fanden LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER Andeutungen einer J -Absorptionsbande des Aluminiums im kontinuierlichen Spektrum mit der Wellenlänge $0,358 \pm 4 \text{ \AA.-E.}$ und schlossen auch aus photographischen Aufnahmen DE BROGLIES auf eine Silber- J -Absorptionsbande bei $0,178 \text{ \AA.-E.}$ Da niemals Emissionslinien der J -Serie gefunden wurden, schließen sie, daß diese nicht anregbar sei, daß aber eine reelle J -Absorption existiere. Gegen diese Auffassung sprechen wieder die ausführlichen Absorptionsuntersuchungen HEWLETTS¹⁾ und RICHTMYERS²⁾ mit spektraler Zerlegung, die keine Andeutung einer J -Absorption fanden. J. A. CROWTHER³⁾ hat jüngst mit einer Ionisierungsmethode (ohne spektrale Zerlegung) die Absorptionskoeffizienten der von Wachs, Aluminium und Kupfer ausgehenden Sekundärstrahlung bestimmt, und schließt aus seinen Versuchen auf das Vorhandensein einer Fluoreszenzstrahlung, die härter als die K -Strahlung mit der von BARKLA beobachteten J -Strahlung identisch sei, indem er sie wie alle die anderen Autoren in Beziehung setzt zur harten γ -Strahlung von Ra-C, die ebenfalls kurzwelliger als die K -Strahlung von Ra-C ist. Nach ihm wäre die Anregung der J -Fluoreszenzstrahlung durch Primärstrahlen analoger Härte möglich.

Zusammenfassung der experimentellen Bestimmungen. Jedes Element besitzt ein charakteristisches Hochfrequenzspektrum von viel einfacherem Bau als sein Emissionsspektrum im Gebiete der sichtbaren und der Wärmewellen. Die Emissionslinien lassen sich in die großen Gruppen der K -, L -, M -, N -Reihen zusammenfassen. In jeder Reihe nimmt die Wellenlänge der Linien mit zunehmender Ordnungszahl des Elements ab. Es sind noch nicht alle Reihen für alle Elemente bekannt. Zuverlässig ausgemessen sind Wellenlängen von $13,255$ — $0,104 \text{ \AA.-E.}$ Die weichsten der Eigenstrahlen gehören schon ins Ultraviolettgebiet, die härtesten ins Gebiet der Gammastrahlungen.

Die Serien können entweder direkt durch schnell bewegte Elektronen erregt werden; dann müssen diese bestimmte, jedem Element für jede Reihe charakteristische Mindestgeschwindigkeiten haben. Oder sie können durch Fluoreszenz erregt werden; dann muß die erregende Primärstrahlung gerade eine etwas kürzere Wellenlänge besitzen als der Fluoreszenzstrahlung entspricht. Jede Serie (oder Teilserie) bildet ein zusammenhängendes Ganze, dessen Linien nicht einzeln erregt werden können. Jede Reihe wird oberhalb der kritischen Spannung mit einer dem Quadrat der Überspannung proportionalen Intensität emittiert.

Entstehen der charakteristischen Strahlung. Jede Röntgenstrahlung entsteht erst, wenn eine gewisse Mindestspannung oder Mindestgeschwindigkeit der Elektronen überschritten wird. Für die kontinuierliche Strahlung gilt $h \cdot \nu = e \cdot V = \frac{m v^2}{2}$.

Das gleiche Gesetz gilt auch für die charakteristische Strahlung, wenn man die Frequenz der Absorptionsbande der betreffenden Serie in die Gleichung einsetzt.

Niemals entstehen nach bisheriger Beobachtung charakteristische Strahlen allein ohne Bestandteile kontinuierlicher Strahlung weder in der Antikathode noch bei der Fluoreszenz.

Für die Deutung der Hochfrequenzspektren hat sich die BOHRsche Atomtheorie besonders geeignet erwiesen, die das RUTHERFORDSche Atommodell mit den Forderungen der Quantentheorie in Einklang brachte.⁴⁾ Die Elektronen eines Atoms — der Anzahl nach gleich der Atomnummer Z des Elementes — sollen sich nicht auf allen denkbaren planetenartigen Bahnen um den Kern bewegen können,

¹⁾ C. W. HEWLETT, Phys. Rev. **17**, 284, 1921.

²⁾ F. K. RICHTMYER, Phys. Rev. **18**, 13, 1921.

³⁾ J. A. CROWTHER, Phil. Mag. **42**, 719, 1921.

⁴⁾ Die hier nur kurz angedeuteten Zusammenhänge finden sich ausführlich behandelt in A. SOMMERFELD, Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl. 1922. Kurz dargestellt auch in W. KOSSEL, Valenzkräfte und Röntgenspektren. Berlin 1921.

sie sollen vielmehr nur auf solchen Bahnen dauernd verbleiben können, für die ein von der Quantentheorie vorgeschriebener Ausdruck ganzzahlig bleibt (der im Falle einer Kreisbahn durch die Gleichung $m v r \cdot 2 \pi = n h$ bestimmt ist, d. h. 2π mal dem Impulsmoment (Bewegungsgröße mal Bahnradius) soll gleich sein einem ganzen Vielfachen n des PLANCKSchen Wirkungsquantums h). Auf diesen ausgezeichneten Bahnen soll die Bewegung des Elektrons ohne elektromagnetische Ausstrahlung vor sich gehen. Da keine Energieverzehrerung durch Ausstrahlung erfolgt, nähert sich das Elektron nicht dauernd dem Kerne, es kann aber bei irgendeiner Störung des inneren Gleichgewichts des Atoms von einer zur anderen der nach der Impulsgleichung erlaubten Bahnen übergehen; es fällt dann von einer zur anderen Bahn und zwar höchstens bis zur (von innen gezählt) ersten Bahn für die $n = 1$ ist. Die dabei freiwerdende Energie ΔE bestimmt die Frequenz ν der dabei ausgesandten Strahlung nach der „Frequenzbedingung“ $\nu = \frac{\Delta E}{h}$.

Wird umgekehrt ein Elektron durch eine das innere Gleichgewicht störende äußere Kraft von einer inneren möglichen Bahn zu einer weiter außen gelegenen geschafft, so nimmt es dabei Energie auf, im Höchsfalle soviel, daß es ganz aus dem Atomverbande herausgeholt wird. Die Energieänderung beim Übergange von der m ten zur n ten Bahn läßt sich darstellen durch

$$-\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

wobei (im Ausdruck vor der Klammer) m und e die Masse und die Ladung des Elektrons bedeuten. Die Auswertung dieses Ausdrucks ergibt, daß er, dividiert durch h , übereinstimmt mit der aus der Spektralanalyse erfahrungsmäßig gewonnenen RYDBERGSchen Konstanten, $1,09 \cdot 10^5$. Zusammen mit der Frequenzbedingung ergibt das

$$\nu = R \cdot Z^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

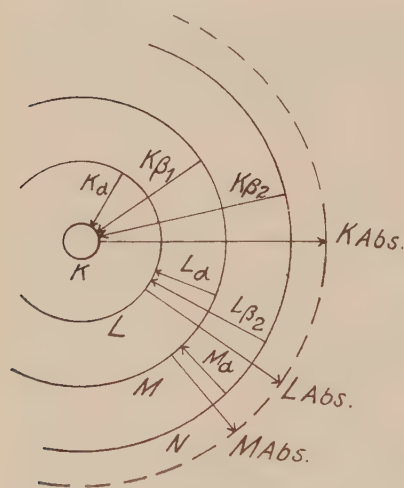
MOSELEY fand (siehe. S. 81) $\nu_{K_\alpha} = \frac{3}{4} R (Z - 1)^2$ und das läßt sich schreiben $\nu_{K_\alpha} = R (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$. Das heißt, wenn ein Elektron von der (quantenmäßig möglichen) zweiten Bahn zur ersten (innersten) übergeht, so wird Strahlung von der Frequenz der K_α -Linie ausgesandt. Entsprechend wird aus MOSELEYS Gleichung für die L_α -Strahlung $\nu_{L_\alpha} = R (Z - 7,5)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$. Die Gleichungen, die so aus den experimentellen Untersuchungen der Röntgenspektren abgelesen sind, zeigen zunächst, daß nicht die volle Elektronenzahl Z (gleich der Kernladung) eingeht, sondern bei der K_α -Strahlung die um 1 verminderte, bei der L_α -Strahlung die um 7,5 verminderte. Die Größe, die abziehen ist, hängt ab von der Lage und der Zahl der in der Kernnähe befindlichen Elektronen. Die genaue theoretische Berechnung der Energieverhältnisse auf den einzelnen möglichen ellipsenartigen Bahnen, die die Schirmwirkung der in der Nähe befindlichen Elektronen, die Mitbewegung des Kernes und relativistische Korrekturen berücksichtigt, zeigt, daß die obigen MOSELEYSchen Formeln nur eine erste Annäherung an die wirklichen Verhältnisse darstellen.

Bei der Absorption wird also ein Elektron aus seiner Bahn herausgeholt. Emission ist das Zurückfallen bzw. Vordringen eines Elektrons zu einer inneren Bahn. Reißen äußere Kräfte ein Elektron aus seiner Bahn, so findet dieses im allgemeinen alle übrigen Bahnen mit der genügenden Anzahl von Elektronen besetzt, es muß also ganz herausgehoben werden und, sowie diese Energie verschluckt ist, setzt auf einmal erfahrungsgemäß die Emission aller mit dieser Anregung verbundenen

Linien ein, es rücken Elektronen von äußeren Bahnen nach innen nach. Fällt eines von der zweiten Bahn zur ersten, so wird K_α -Strahlung ausgesandt, fällt es von den nächsten Bahnen aus zur ersten, so werden K_{β_1} -, K_{β_2} -Strahlen ausgesandt. Alle K -Linien kommen also beim Einfall der Atomelektronen von äußeren Bahnen auf die innerste zustande. Je größer dabei die Energiedifferenz, um so kürzer die Wellenlänge, um so höher die Frequenz; die Frequenz der K -Absorptionslinie bildet die natürliche Grenze dieser Reihe. Das STOKESSsche Gesetz ist immer erfüllt; auch experimentell hat es sich bei genauer Prüfung immer erfüllt erwiesen. (Wo die Zahlen der obigen Tabellen dem zu widersprechen scheinen, liegt dies daran, daß Emissionslinien und Absorptionskanten nicht vom gleichen Forscher mit gleich exakter und völlig gleicher Apparatur erforscht worden sind.) Ähnlich entspricht nun dem Einfall auf die zweitinnerste Bahn die Emission der L -Reihe usw.

Kombinationsprinzip. Wenn nun beim Übergange vom dritten zum ersten Energieniveau die Frequenz $\nu_{K\beta_1}$ gestrahlt wird, bei dem vom dritten zum zweiten $\nu_{L\alpha}$ und vom zweiten zum ersten $\nu_{K\alpha}$, so muß erwartet werden, daß $\nu_{K\beta_1} = \nu_{L\alpha} + \nu_{K\alpha}$ oder $\nu_{K\beta_2} = \nu_{K\alpha} + \nu_{L\beta_2}$; $\nu_{L\beta_2} = \nu_{L\alpha} + \nu_{M\alpha}$ usw.

Fassen wir die einzelnen möglichen Bahnen ganz allgemein als verschiedene Energieniveaus auf, auf denen sich die Elektronen befinden und von denen sie zu tiefer gelegenen Niveaus fallen können, so besagt das in den Gleichungen enthaltene „Kombinationsprinzip“, daß es möglich sei, aus der Energiedifferenz zweier Niveaus die Schwingungszahlen zu errechnen, weil der Energieunterschied zwischen direktem und



Figur 89.

abgestuften Übergänge von einem zum anderen Niveau gleich Null sein soll; also sollte z. B. sein $\nu_{L\alpha} + \nu_{K\alpha} - \nu_{K\beta_1} = 0$. Die schematische, SOMMERFELDS Buch entnommene Fig. 89 verdeutlicht die Auffassung der möglichen Bahnen als Niveaus und das Zustandekommen der Absorptionsbanden und Emissionslinien. Die Niveaudifferenz entspricht genauer ausgedrückt einer Energiedifferenz zweier Konfigurationen des Atoms. Die Kenntnis der Röntgenserien und das Erkennen ihrer zahlenmäßigen Zusammenhänge vermittelt also einen Einblick in die Energieverhältnisse verschiedener Gebiete im Atominneren und führt zu der Annahme bestimmter, aufeinanderfolgender Zonen, in oder auf denen sich bestimmte Elektronenzahlen im Gleichgewicht befinden. Die innerste dieser Zonen, die K -Zone, wäre maßgebend für die Vorgänge der K -Strahlung, die nächste für die L -Strahlung usw.

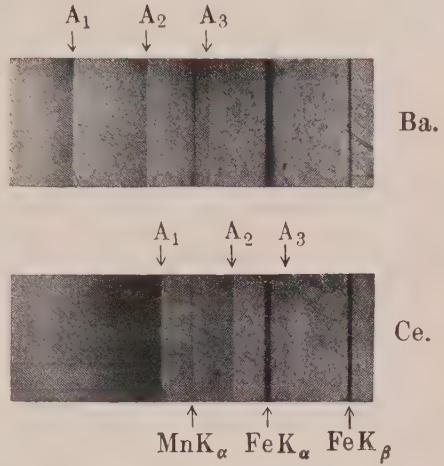
Diese Auffassung wird durch den regelmäßigen Wechsel der chemischen Eigenschaften im periodischen System der Elemente gestützt.¹⁾ Man kann annehmen, daß entsprechend der Zunahme der Elektronenzahl im Atom beim Fortschreiten im periodischen System der Elemente sich etwa beim Li die zweite der Zonen ausbildet, beim Na die dritte, beim K die vierte usw.²⁾ Da nach dem Schema der Fig. 89 die Röntgenlinien durch Übergang der Elektronen aus äußeren Zonen auf weiter innen gelegene entstehen, können sie erst einsetzen von einer

¹⁾ Aus der reichen Literatur, die mit diesen Problemen zusammenhängt, sei hier nur verwiesen auf W. KOSSEL, Verh. d. d. phys. Ges. **16**, 899 und 953. 1914; **18**, 339. 1916; Ann. d. Phys. **49**, 229. 1916; Ztschr. f. Phys. **2**, 470. 1920, woselbst weitere Literatur zu finden.

²⁾ Hierher gehörten grundlegende Arbeiten von P. DEBYE, Phys. Ztschr. **19**, 276. 1917, — J. KROO, Phil. Mag. **37**, 601. 1919. — L. VEGARD, Phil. Mag. **35**, 293. 1918; **37**, 237. 1919 u. a.

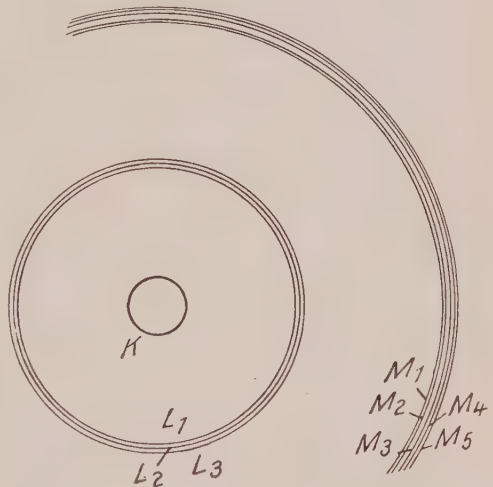
gewissen Atomzahl an, bei der sich die betreffende Ursprungszone ausgebildet hat.¹⁾

Die Durchrechnung der durch das Kombinationsprinzip verlangten Beziehungen unter den Frequenzen der einzelnen Emissionslinien führte zur Annahme, daß zwar die innerste Zone einfacher Art sei, daß aber die äußeren Zonen verschiedener Zustände fähig sein müssen. Die Folgerungen der Theorie, die schließlich dazu führten, ein K -, drei L -, fünf M -, sieben N -, fünf O - und drei P -Niveaus anzunehmen, befruchteten einerseits die experimentelle Forschung zu immer genaueren Präzisionsmessungen, die ihrerseits wieder diese theoretischen Untersuchungen stützten und ihnen neue Wege wiesen. So konnte G. HERTZ²⁾ spektrographisch das aus Fig. 90 ersichtliche Vorhandensein von drei L -Absorptionsbanden im kontinuierlichen Spektrum nachweisen, wenn in den Strahlengang in Fließpapier aufgesaugte Lösungen von Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd gebracht wurden, nachdem schon WAGNER³⁾ im Gebiete der L -Reihe von Pt und Au zwei Absorptionskanten gefunden hatte und DE BROGLIE⁴⁾ bei den schweren Elementen Au, Bi, Th, U drei Absorptionsgrenzen festgestellt hatte. STENSTRÖM⁵⁾ gelang es, die mehrfachen Absorptionsgrenzen der M -Reihe, zunächst ihrer drei, auszumessen, COSTER⁶⁾ fand bei den schweren Elementen auch die erwartete vierte und fünfte Absorptions-



Figur 90.

bande. Besitzt die L -Zone des Atomes drei voneinander verschiedene mögliche Zustände, denen drei L -Niveaus entsprechen, so erfordert eben das Herausheben aus jedem solchen Niveau einen anderen Energieaufwand, wodurch das Zustandekommen und die verschiedene Frequenz dieser drei Absorptionsbanden verständlich werden. Umgekehrt müssen dann, wenn das Nachrücken der Elektronen in die L -Zone erfolgt, jedem der drei Niveaus ganz bestimmte Linien der gesamten L -Serie zugewiesen werden können, und wenn Elektronen aus der L -Zone nach der K -Zone nachrücken, wird der Umstand, aus welchem der drei L -Niveaus sie kommen, in den Linien zutage treten. Erweitern wir zunächst in einer schematischen Figur das Bild der L - und M -Zonen, so kommen wir zur Fig. 91. Aus ihr



Figur 91.

¹⁾ R. SWINNE, Phys. Ztschr. **15**, 485. 1916.

²⁾ G. HERTZ, Ztschr. f. Phys. **3**, 19. 1920.

³⁾ E. WAGNER, Ann. d. Phys. **46**, 488. 1915.

⁴⁾ DE BROGLIE, C. R. **158**, 1493. 1914; **163**, 354. 1916.

⁵⁾ W. STENSTRÖM, Diss. Lund. 1919.

⁶⁾ D. COSTER, Ztschr. f. Phys. **5**, 139. 1921.

wird ersichtlich, daß zwei verschiedene Frequenzen ganz bestimmter Differenz ausgestrahlt werden können, wenn z. B. vom Niveau M_2 ein Elektron das eine Mal nach L_1 , das andere Mal nach L_2 nachrückt. Ordnen wir den beiden Vorgängen (entsprechend späteren Verifikationen) die Linien L_{α_2} und L_{β_1} zu, so erhalten wir eine Dublette, die nun bei allen Elementen untersucht werden kann auf die Größe ihrer Frequenzdifferenz $\Delta\nu$. Eine ebensolche Dublette ergibt sich bei dem unterschiedlichen Vorrücken der Elektronen aus den Niveaus L_1 und L_2 nach dem K -Niveau, diesem Vorgange ordnen wir die Linien K_{α_1} und K_{α_2} zu. Da nach dem Kombinationsprinzip $\nu_{K\alpha_1} + \nu_{L\alpha_2} = \nu_{K\alpha_2} + \nu_{L\beta_1}$ ist, so müssen zwischen den dabei entstehenden Frequenzen die gleichen Differenzen auftreten wie bei dem vorherigen Vorgange. Solche Beziehungen erweisen sich innerhalb der Versuchsgrenzen durchaus erfüllt. So sind die entsprechenden (durch die RYDBERG-Konstante dividierten) Frequenzen bei Wolfram nach experimenteller Bestimmung:

Tabelle 22.

	K_{α_2}	K_{α_1}	L_{α_2}	L_{β_1}	L_1	L_2
ν/R	4268,6	4367,0	613,9	712,4	750,63	849,27
$K_{\alpha_1} - K_{\alpha_2} = 98,3$		$L_{\beta_1} - L_{\alpha_2} = 98,5$		$L_2 - L_1 = 98,7$		
	$K_{\alpha_1} + L_{\alpha_2} = 4980,9$			$K_{\alpha_2} + L_{\beta_1} = 4981,0$		

Es ist also das Kombinationsprinzip erfüllt und die Differenzen der beiden Dubletten sind gleich, und zwar gleich der Frequenzdifferenz der beiden entsprechenden L -Niveaus.

Solche Dubletten liefern auch noch die Niveaus $M_1 M_2$; $M_3 M_4$; $N_1 N_2$; $N_3 N_4$; $N_5 N_6$; usw.

SOMMERFELD hat für diese Dubletten die Gesetzmäßigkeit abgeleitet, daß ihre Frequenzdifferenz proportional der vierten Potenz der Atomzahl ist, ihre Wellenlängendifferenz bleibt bei den verschiedenen Elementen annähernd konstant. Es lassen sich aber aus den zahlreichen Linien der Reihen noch andere Dubletten aussondern, die irregulären, deren Gesetz von HERTZ¹⁾ gefunden wurde. Für sie gilt, daß ihre Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ linear mit Z zunimmt, die Wellenlängendifferenz mit Z^{-3} . Diese Dubletten findet man bei der Betrachtung der Linien, die den Niveaupaaaren $L_2 L_3$; $M_2 M_3$; $M_4 M_5$; $N_2 N_3$; $N_4 N_5$; $N_6 N_7$ usw. entsprechen.²⁾

Den vereinten Bemühungen der Präzisionsmessungen der Serien und der theoretischen Erwägungen, die sich an SOMMERFELDS und KOSSELS Darstellungen anschlossen, ist es gelungen, fast allen beobachteten Röntgenlinien ganz bestimmte Ausgangs- und Endniveaus zuzuordnen; das Ergebnis läßt sich der schematischen Darstellung der Fig. 92 entnehmen, die im Anschluß an die Untersuchungen SMEKALS, WENTZELS, COSTERS nach einer kürzlich erschienenen Zusammenstellung von WENTZEL angefertigt ist.³⁾ Die Linien sind sowohl in der SIEGBAHSschen (unten), wie in der SOMMERFELDSchen Bezeichnungsweise eingetragen. Diese Zuordnungen werden weiter gestützt durch experimentelle Untersuchungen über die Anregungspotentiale. Auf spektrographischem Wege konnte F. C. HOYT⁴⁾ feststellen, daß die einzelnen Serien bei ganz bestimmten Anregungspotentialen in Erscheinung traten. Er fand z. B. beim Platin:

¹⁾ G. HERTZ, a. a. O.

²⁾ Ausführlichere Tabellen über diese Zahlenergebnisse als sie im Rahmen dieser Zusammenfassung gegeben werden können, finden sich in dem Werke SOMMERFELDS, den zitierten Arbeiten von HERTZ, COSTER und anderen, besonders noch bei A. SMEKAL, Ztschr. f. Phys. **5**, 91 und 121. 1921. — G. WENTZEL, Ztschr. f. Phys. **6**, 84. 1921; **8**, 85. 1921. — SOMMERFELD und WENTZEL, **7**, 86. 1921. — A. DAUVILLIER, C. R. 172 und 173. 1921.

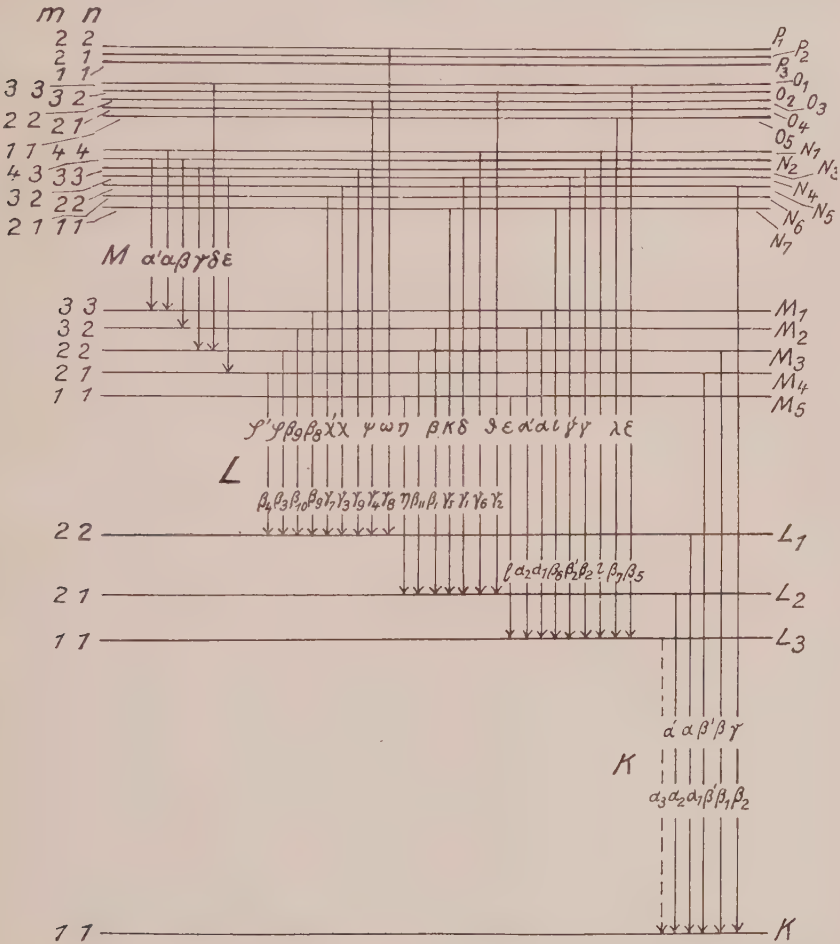
³⁾ G. WENTZEL, Naturwissenschaften **10**, 369. 1922.

⁴⁾ F. C. HOYT, Proc. Nat. Acad. **6**, 639. 1921.

Serie L_1	bei 10,2 kV	und dabei die Linien	l	a_2	a_1	β_2	β_5	β_7
" L_2	" 11,6 kV	" " "	"	η	β_1	γ_1		
" L_3	" 12,0 kV	" " "	"	β_3	β_4	γ_4		

Nur die stärkeren Linien sind hier angeführt, die Einordnung der schwächeren bereitet noch Schwierigkeiten.

Auswahlprinzip. Wie schon erwähnt worden ist, hat SOMMERFELD die Frequenzformeln der BOHRschen Theorie erweitert für den Fall elliptischer Elektronen-



Figur 92.

bahnen und hat sie unter Berücksichtigung des Relativitätsprinzips auf eine allgemeine Form gebracht. Sie enthalten dann zwei charakteristische Quantenzahlen, eine azimuthale und eine radiale. Der konsequente Ausbau dieser Ergebnisse und das von RUBINOWICZ¹⁾ eingeführte „Auswahlprinzip“, nach welchem die azimuthalen Quantenzahlen sich nur um ± 1 ändern dürfen, wenn der Übergang des Elektrons von einer zur anderen Bahn möglich sein soll, haben auch eine Deutung finden lassen für die Tatsache, daß nicht alle Kombinationen der einzelnen Niveaus auffindbare Emissionslinien ergeben, sondern nur ganz bestimmte. Nach den

¹⁾ A. RUBINOWICZ, Phys. Ztschr. **19**, 441, 1918.

letzten Untersuchungen WENTZELS¹⁾ läßt sich jedem Niveau eine Grundquantenzahl m und eine azimutale Quantenzahl n so zuordnen, wie es auf der linken Seite der schematischen Fig. 92 ausgeführt ist. In dieser Fassung lautet das Auswahlprinzip einfach: Zur Emission führen nur jene Kombinationen, bei denen sich die Grundzahlen um ± 1 , die Azimutalzahlen um ± 1 oder 0 unterscheiden. Man sieht, daß dieses Prinzip ausgezeichnet erfüllt ist, daß aber trotzdem auch „verbotene“ Linien vorkommen, die bei längerer Expositionszeit als schwache Linien erscheinen, z. B. die gestrichelt hervorgehobene Linie α_3 . Bezüglich der genauen Darstellung der Theorie und der Einzelheiten muß auf das Buch SOMMERFELDS und die Originalarbeiten verwiesen werden. Erwähnt sei nur noch, daß die zahlreichen K -Linien, der leichten Elemente von Na bis Ca, die in dem Schema keinen Platz zugeordnet erhielten, anderen Energieverhältnissen zu entsprechen scheinen, da sie wohl mehrfach ionisierten Atomen ihr Entstehen verdanken.

Feinstruktur der Absorptionsbanden. Ein Elektron, das durch äußere Kräfte aus seinem Niveau herausgehoben wird, findet auf den höheren Niveaus im Atominnern keinen Platz, da diese keine von Elektronen unbesetzte Bahnen aufweisen werden. Absorptionslinien, die dem Übergange eines Elektrons von einem zum andern Niveau entsprechen, sind daher nicht nachweisbar, sondern nur die dem Herausheben entsprechenden Absorptionsbandkanten; die Emissionslinien treten also nicht gleichzeitig als Absorptionslinien auf. Das so entfernte Elektron kann aber nach Überlegungen KOSSELS, der zuerst eine Theorie der Absorptionsverhältnisse gegeben hat²⁾, sicherlich auf verschiedenen nach den Quantenbedingungen möglichen Bahnen außerhalb des Atoms Platz finden. Da nun schon eine große Energie an ihm geleistet wurde, um es aus dem Atom herauszuheben, so werden die Energiedifferenzen, die den einzelnen Bahnen außerhalb des Atoms entsprechen, gegen diese Arbeit klein sein und die Schärfe der Absorptionsbande wird dadurch wenig beeinflusst. Bei genügend guter Auflösung müßten aber immerhin die Unterschiede, die solchen Energiedifferenzen entsprechen, nachweisbar werden, die Absorptionsgrenze müßte dann eng aneinanderliegende Absorptionslinien enthalten. Am geeignetsten zu solchen Beobachtungen sind die Banden geringer Frequenz, also vor allem die M -Banden und die L - und K -Banden bei leichten Elementen. STENSTRÖM hat bei seinen Ausmessungen der M -Banden als erster solche Feinstrukturen photometrisch feststellen können; HERTZ fand bei seinen Untersuchungen über die L -Absorption neben der Bandkante noch eine deutlich erkennbare schwache Absorptionslinie, auch FRICKE hat bei der Untersuchung der K -Banden leichter Elemente ähnliche Ergebnisse erhalten wie STENSTRÖM. Neuerdings haben auch DE BROGLIE und DAUVILLIER³⁾ spektrographisch und ionometrisch an der langwelligen Seite der K -Absorptionsgrenze von Silber und Wolfram Feinstrukturen nachweisen können, und daß bei der spektrometrischen Untersuchung der Absorptionsbanden die Verhältnisse an der Oberfläche der Atome in Erscheinung treten können, also Einflüsse der chemischen Eigenschaften der Stoffe nachweisbar werden. Auf Grund solcher Überlegungen hat BERGENGREN⁴⁾ mittels des SIEGBAHNSchen Vakuumspektrographen die K -Absorptionsgrenze des Phosphors in verschiedenen Modifikationen untersucht und den Einfluß der chemischen Beschaffenheit deutlich nachweisen können. Er erhielt bei schwarzem Phosphor die Absorptionswellenlänge 5,767 Å.-E., bei Phosphorsäure, Ammoniumphosphat 5,750 Å.-E., bei violetter Phosphor zwei Absorptionsgrenzen. Der Unterschied beträgt in der Elektronengeschwindigkeit 8 Volt, die Änderung ist aber 50mal kleiner als wenn das Atom sich um eine Nummer ändern würde.

¹⁾ G. WENTZEL, a. a. O.

²⁾ W. KOSSEL, Verh. d. d. phys. Ges. **18**, 339, 1916; Ztschr. f. Phys. **1**, 119, 1920.

³⁾ M. DE BROGLIE und A. DAUVILLIER, C. R. **171**, 626, 1920.

⁴⁾ J. BERGENGREN, Ztschr. f. Phys. **3**, 247, 1920.

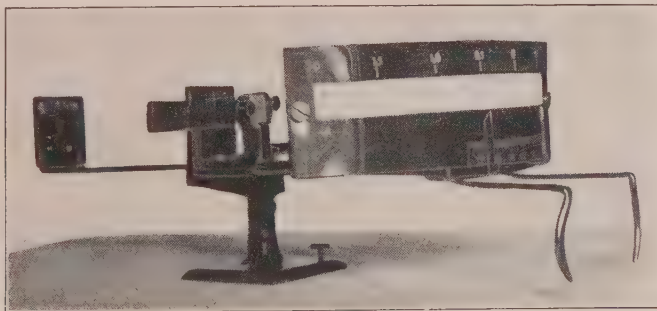
Absorption der Röntgenstrahlen.

Allgemeines. Seit RÖNTGENS ersten Versuchen wußte man, daß Röntgenstrahlen in der Materie absorbiert werden. Bis zur Entdeckung der Beugung durch Kristallgitter war die Kenntnis und Angabe dieser Absorption das gebräuchlichste und zuverlässigste Mittel, die Art der Röntgenstrahlen zu kennzeichnen, sie wird in der medizinischen Praxis lange noch das gebräuchlichste bleiben.¹⁾

Bei homogenen Strahlen absorbieren gleichdicke Schichten eines und desselben Mediums immer den gleichen Betrag der auffallenden Strahlung; für homogene Strahlen gilt daher $J = J_0 \cdot e^{-\mu d}$, wenn J_0 die Anfangsintensität, d die Schichtdicke und μ die Absorptionskonstante bedeuten. Man findet also μ , wenn man die Intensität nach einer geeigneten Methode (etwa mit Ionenkammer und Elektrometer) bestimmt und erhält $\mu = \frac{2,303}{d} (\log J_0 - \log J)$ in cm^{-1} , wenn d in cm gemessen ist. μ ist der lineare Absorptionskoeffizient.²⁾ Er hängt vom absorbierenden Medium ab und ändert sich mit der Härte (Wellenlänge) der Strahlen.

Sehr bald wurde nachgewiesen, daß die Absorption ein reiner Atomvorgang ist. MELANS³⁾ untersuchte zwei Substanzen gleichen Molekulargewichts, aber ganz verschiedener Atomzusammensetzung; sie besaßen ganz verschiedene Durchlässigkeit. Die chemische Bindung der Atome ist ohne Einfluß auf den Vorgang. Der Einfluß der Temperatur besteht nur darin, die Dichte zu ändern und für ein und denselben Körper ist sicherlich μ proportional der Dichte ρ .⁴⁾ μ/ρ , der Massenabsorptionskoeffizient, ist für ein und denselben Körper eine ganz bestimmte Konstante. Man nahm zunächst an, daß μ/ρ nicht nur für eine, sondern annähernd für alle Substanzen konstant sei, μ daher nur von der Dichte abhängen. Doch zeigten die Versuche bald, daß μ/ρ rasch mit dem Atomgewicht des Körpers steigt. BENOIST⁵⁾,

¹⁾ Eine ausführliche Zusammenstellung und Kritik der in der Praxis üblichen Meßmethoden gab R. GLOCKER, Phys. Ztschr. **18**. 302 und 330. 1917. Erst in neuester Zeit geht man daran, auch das Spektrometer in der Praxis zu verwenden. Einen aussichtsreichen Fortschritt dieser



Figur 93.

Art stellt die Konstruktion des Röntgenspektrometers von MARCH, STAUNIG und FRITZ (Fortschr. a. d. G. d. Rstr. **129**. 212. 1922) dar, das (s. Fig. 93) in einfacher Weise die Feststellung der kürzesten Wellenlänge und damit auch der Röntgenspannung nach dem Gesetze von DUANE und HUNT erlaubt. Siehe S. 33.

²⁾ In der medizinischen und röntgentechnischen Literatur wird die Strahlenart oft statt durch μ durch die Halbwertschicht H gekennzeichnet, jene Schichtdicke durch die die Hälfte der Strahlung verschluckt wird. Es ist aus obiger Formel leicht ersichtlich, daß $H = 0,69 : \mu$.

³⁾ MELANS, C. R. **122**. 309. 1896.

⁴⁾ L. BENOIST, C. R. **124**. 146. 1897. — RUTHERFORD und Mc CLUNG, Phil. Trans. London, **196**. 25. 1901. — J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. **82**. 103. 1909.

⁵⁾ L. BENOIST, C. R. **124**. 147. 1897; Journ. d. Phys. [3] **10**. 613. 1901.

HOLTSMARK¹⁾, die systematisch, auch für verschieden harte Strahlen, die Absorption in verschiedenen Elementen untersuchten, fanden diesen Zusammenhang mit dem Atomgewicht in ihren Zahlen deutlich ausgesprochen (und fanden auch schon Gebiete abnormaler Absorption).

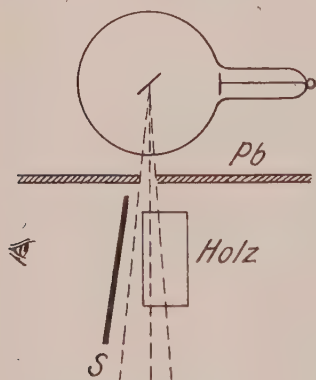
Die Strahlen einer in üblicher Weise betriebenen Röntgenröhre sind aber durchaus nicht homogen, so daß der eben definierte Absorptionskoeffizient für die heterogene Strahlung der Röhre kein zuverlässiges Maß sein kann. Er kann nur einen ungefähren Anhalt für die Art der Strahlung geben, da ein Mittelwert auf die verschiedenartigste Weise zustandekommen kann.

Aus Gründen, die später genauer auszuführen sind, nämlich weil bei den üblichen Strahlenhärten Aluminium keine betonten Absorptionsgebiete aufweist, ist es üblich geworden, die Strahlen, homogene sowohl wie angenähert auch heterogene, durch den Massenabsorptionskoeffizienten in Aluminium zu kennzeichnen.

Die Energie, die ein Körper dem auffallenden Röntgenstrahlbündel entzieht, wird in verschiedenartiger Weise umgesetzt. Ein Teil wird dem Bündel als nach allen Richtungen zerstreute Strahlung gleicher Härte entzogen, ein Teil wird in Röntgenstrahlung ganz bestimmter Wellenlänge nach dem STOKESSchen Gesetz umgewandelt (Fluoreszenzstrahlung), ein weiterer Teil tritt in Form von Elektronenstrahlen in Erscheinung. Erzeugung jeglicher sekundärer Röntgenstrahlen und Elektronenemission sind so eng miteinander verbundene Vorgänge, daß der eine ohne den anderen überhaupt nicht auftreten kann. Wohl aber tritt Streuung der Strahlen ohne Fluoreszenz in einem Medium auf. Diese letzten beiden Vorgänge lassen sich voneinander trennen. Wir können daher den Gesamtabsorptionsvorgang aufteilen in den Energieverbrauch für Streuung und den Energieverbrauch für Erregung der Eigenstrahlen und annehmen, daß die Energieschwächung des Bündels nach dem Gesetze $J = J_0 \cdot e^{-(\tau + \sigma)d}$ erfolge. $\mu = (\tau + \sigma)$ ist dann der Gesamtabsorptionskoeffizient, gelegentlich auch Schwächungskoeffizient genannt, σ der lineare Streukoeffizient, τ der Koeffizient der Fluoreszenzabsorption. Auch der Gesamtmassenabsorptionskoeffizient läßt sich trennen nach der Gleichung $\mu/\rho = \tau/\rho + \sigma/\rho$.

Streustrahlung. Der Energieverlust durch Streuung ist in Wirklichkeit überhaupt keine Absorption (abgesehen von der sie begleitenden Elektronenemission), da die Energie nur der Richtung nach, nicht aber der Art nach verändert wird. Das zeigen die experimentellen Untersuchungen über die Natur der Streustrahlung. Sie läßt sich leicht nachweisen, wenn Elemente geringen Atomgewichts relativ harter Strahlung ausgesetzt werden. Eine anschauliche Demonstrationsmethode gibt KAUFMANN²⁾ an: In den Gang eines ausgeblendeten Strahlenbündels wird ein Holzklötzchen oder ein Buch gebracht und der zur Beobachtung dienende Fluoreszenzschirm wird, wie Fig. 94 zeigt, seitlich gegen primäre Röhrenstrahlen gut geschützt aufgestellt. Er wird von der Streustrahlung des Holzklötzchens erleuchtet; ein Al-Blech von 1—2 mm Dicke verdunkelt den Schirm um gleichviel, wenn es in den Gang der direkten Röhrenstrahlen oder in den Gang der Streustrahlen gebracht wird.

Schon RÖNTGEN stellte fest, daß jeder von X-Strahlen getroffene Körper selbst wieder Röntgenstrahlen aussende. SAGNAC³⁾ führte den Namen Sekundär-



Figur 94.

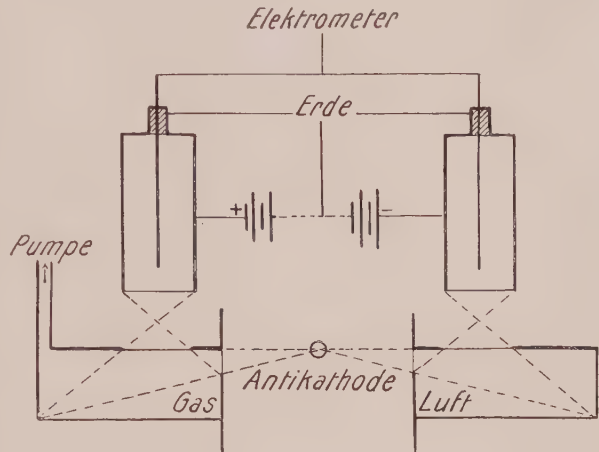
¹⁾ G. HOLTSMARK, Diss. Würzburg 1902; Ann. d. Phys. **10**, 522. 1903. Vgl. auch B. WINAWER, Phys. Ztschr. **15**, 942. 1917.

²⁾ W. KAUFMANN, Lehrbuch der Physik von MÜLLER-POUILLET **4**, 1071. 1914.

³⁾ G. SAGNAC, Phys. Ztschr. **7**, 41. 1906.

strahlen dafür ein; er sowie ROITI, BENOIST, PERRIN¹⁾ untersuchten die Strahlen teils photographisch, teils ionometrisch weiter, WALTER²⁾ entdeckte die Zunahme der Sekundärstrahlung mit dem Atomgewicht. Arbeiten von BARKLA, CROWTHER, BEATTY, SADLER³⁾ brachten dann genaueren Einblick in die Vorgänge bei der Streustrahlung. Diese Untersuchungen haben ergeben, daß die Härte der Streustrahlen mit großer Annäherung gleich der der auffallenden Strahlen ist. Untersucht wurden dabei vor allem die Gase und leichte feste Körper. Das Verhältnis der Intensität der Streustrahlen zu jener der auffallenden Strahlen blieb durch Aluminiumfilter im Primärbündel ungeändert.

CROWTHER stellte fest, daß das Streuvermögen der Gase proportional ihrem Drucke sei. Seine Versuchsanordnung zeigt Fig. 95. Zwei gleiche Ionisierungsgefäße erhalten die Streustrahlung von dem zu untersuchenden Gas und von Luft als Vergleichsgas. Sie sind differential mit einem Elek-



Figur 95.

trometer verbunden, das keinen Ausschlag gibt, wenn in der Luftkammer der passende Druck eingestellt wird. Bei dieser Nullmethode werden die von den Wänden der gleichgebauten Gefäße ausgehenden Sekundärstrahlen ausgeschaltet, auch Schwankungen der Röhre bleiben ohne Einfluß auf die Ergebnisse. Er bestimmte damit die relative Intensität der senkrecht zur Richtung der Röhrenstrahlen gestreuten Strahlung. Einige seiner Zahlen enthält die

Tabelle 23.

	Luft	H ₂	He	NH ₃	N ₂	O ₂	N ₂ O	CO ₂	SO ₂	CH ₃ CO ₂ CH ₃
Relat. Intensität der $\perp$ zur Pr.-Str. emittiert. Streustrahlen	1,00	0,12	0,16	0,66	0,97	1,12	1,53	1,54	2,80	2,77
Dichte bez. auf Luft	1,00	0,07	0,14	0,59	0,97	1,11	1,53	1,53	2,22	2,57
Intensität durch Dichte . . .	1,00	1,71	1,14	1,12	1,00	1,00	1,00	1,00	1,26	1,06

Die Streuung der Gase ist danach unabhängig vom Atomgewicht der Gase und proportional der Dichte, ausgenommen davon ist Wasserstoff. Bei SO₂ ist die Abweichung wohl schon durch Fluoreszenzstrahlung zu erklären. Auch BARKLAS Messungen an festen Körpern zeigten, daß bei Atomgewichten unter 32 die Streuung proportional der Masse ist, unabhängig vom Strahler und auch in weiten Grenzen von der Härte der auffallenden Strahlen. Bei Verbindungen scheint die Streuung eine additive Eigenschaft der einzelnen Atome zu sein.

¹⁾ L. BENOIST, C. R. **132**, 324 und 545. 1901. — A. ROITI, Att. Ac. d. Linc **7**, 87. 1898. — J. PERRIN, Ann. d. chem. et phys. **11**, 496. 1907.

²⁾ B. WALTER, Naturw. Rund. **11**, 485. 1906.

³⁾ C. G. BARKLA, Phil. Mag. **7**, 543 und 812. 1906. — R. T. BEATTY, Phil. Mag. **14**, 604. 1907. — C. A. SADLER, Phil. Mag. **22**, 447. 1911. — J. A. CROWTHER, Phil. Mag. **14**, 653. 1907.

Eine Theorie der Streuung auf der Grundlage der elektromagnetischen Lichttheorie hat J. J. THOMSON gegeben.¹⁾ Nach ihr werden die Elektronen in den Atomen in der Richtung des elektrischen Vektors der auffallenden Röntgenstrahlung beschleunigt. Dieser Beschleunigung wird die gleiche Wirkung zuerkannt, wie der Verzögerung der Kathodenstrahlen in den Atomen der Antikathode. Die während der Beschleunigung auf dem Wege dx ausgestrahlte Wellenenergie läßt sich dann berechnen zu $E_s = N \frac{8}{3} \frac{\pi e^4}{m^2} E_R dx$ (elektromagn. Einh.) (E_s Energie der Streustrahlung, N Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter, m Masse, e Ladung, E_s der Elektronen, E_R Energie der Röhrenstrahlung). Da andererseits erfahrungsgemäß E_s proportional der auffallenden Energie ist und der Strecke, auf welcher die Streuung statt hat, so kann man definieren $E_s = E_R \sigma dx$, wobei σ der Streukoeffizient ist. Es wird also $\sigma = N \frac{8}{3} \frac{\pi e^4}{m^2}$ elektromagn. Einh. σ soll also unabhängig von der Wellenlänge und von der Natur des Streukörpers sein.

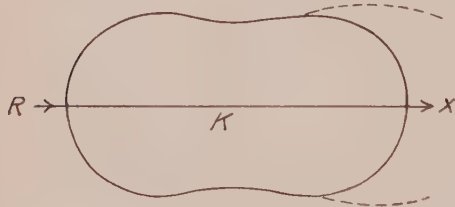
BARKLA fand für Luft $\sigma/\rho = 0,2 \text{ cm}^2/\text{gr}$, also für Luft $\sigma = 0,00025 = N \frac{8}{3} \frac{\pi e^4}{m^2}$ elektromagn. Einh. Daraus kann man N berechnen und vergleichen mit der Zahl der Atome im Kubikzentimeter. Das Verhältnis der Zahl der Elektronen zur Zahl der Atome ergibt sich dann für die leichten elementaren Gase gerade halb so groß wie das Atomgewicht, also gleich der Ordnungszahl im periodischen System der Elemente.

Nimmt man dagegen die Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter bekannt an und gleich $Z \cdot n$, wenn Z die Ordnungszahl im periodischen System der Elemente (Kernzahl) und n die Zahl der Atome im Kubikzentimeter, und dividiert man den Ausdruck für σ durch die Dichte $\rho = n \cdot A \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$, wo A das Atomgewicht und $1,66 \cdot 10^{-24}$ die Masse des Wasserstoffatoms ist, so erhält man

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{Z \cdot n}{A \cdot n} \cdot \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{e^2}{1,66 \cdot 10^{-24}}$$

Für $e/m = 1,77 \cdot 10^7$ und $e = 1,59 \cdot 10^{-20}$ wird schließlich $\sigma/\rho = 0,4019 \cdot Z/A$. Mit dieser nach der Theorie zu erwartenden Größe für σ/ρ können die später zu erwähnenden Ergebnisse experimenteller Forschung verglichen werden.

Verteilung der Streustrahlung. Wenn unpolarisierte Röntgenstrahlen in der Richtung $R \rightarrow x$ auf einen streuenden Körper fallen, so wird nach THOMSON'S



Figur 96.

Theorie in einer auf der Zeichnungsebene (Fig. 96) und dem Primärstrahle senkrecht stehenden Ebene die Intensität der Streustrahlung vollkommen symmetrisch verteilt sein; denn der für die Beschleunigung der Atomelektronen allein maßgebende elektrische Vektor hat im unpolarisierten Primärstrahle keine bevorzugte Richtung. Für eine beliebige

Richtung, die mit der Richtung der Primärstrahlen den Winkel φ einschließt, führt die Theorie zum Intensitätsbetrage $J_\varphi = J_{90} (1 + \cos^2 \varphi)$. Diese in Fig. 96 eingetragene Verteilung (ausgezogene Kurve) ist mehrfach experimentell untersucht worden²⁾, vor allem an Papier, Aluminium, Kohle als Streukörpern. Prinzipiell ist die experimentelle Anordnung

¹⁾ J. J. THOMSON, Elektrizitätsleitung durch Gase. Leipzig 1906 S. 277.

²⁾ C. G. BARKLA, Phil. Mag. **15**. 288. 1908. — W. H. BRAGG und J. L. GLASSON, Phil. Mag. **17**. 855. 1909. — J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. **85**. 29. 1911. — E. A. OWEN, Proc. Cambr. Soc. **16**. 161. 1911. — C. G. BARKLA und TH. AYRES, Phil. Mag. **21**. 273. 1911.

immer so getroffen, daß etwa in der Zeichenebene eine Ionenkammer um den Streustrahler K im Kreise herumgeführt werden kann, meist ist noch eine zweite Ionenkammer zur Kontrolle der primären Intensität vorhanden. (Wegen der Absorption im Strahler müssen an obiger Formel noch Korrekturen angebracht werden.) Die gefundene Verteilung weicht von der theoretisch geforderten meist stark ab, die Intensität der Streustrahlung ist auf der Austrittsseite der Primärstrahlen im allgemeinen größer als auf der Eintrittsseite (in der Figur gestrichelt angedeutet). BARKLA und AYRES finden eine Verteilung, die außer bei kleinen Winkeln bis zu 30° durch die theoretische Formel gut wiedergegeben wird, mit zunehmender Härte der Röhre wird die Unsymmetrie größer. OWEN findet im Gegensatz dazu die Unsymmetrie um so größer, je weicher die Röhre. CROWTHER findet eine besonders große Unsymmetrie. Als BARKLA und AYRES zum Vergleiche die Intensität der Fluoreszenzstrahlung um den Strahlkörper herum bestimmten, fanden sie diese vollständig unabhängig vom Winkel. In der Tab. 24 sind die wegen der Absorption im Strahler korrigierten Beobachtungswerte J_p zusammengefaßt.¹⁾

Tabelle 24.

Winkel φ	BARKLA, AYRES	CROWTHER	OWEN bei Parallelfunkkenstrecke			PEALING ²⁾ Weiche, härte Primär- strahlen	Berechnet aus $J\varphi = J_{90}$ ($1 + \cos^2 \varphi$)	BARKLA und AYRES bei Fluores- zenz- strahlen
			7 cm	4,5 cm	2,5 cm			
1,5	—	11,4	—	—	—	—	—	—
4	—	11,4	—	—	—	—	—	—
20	3,7	—	—	—	—	—	1,90	0,99
30	2,6	9,98	1,75	2,73	3,11	—	1,76	1,02
40	1,58	—	1,59	2,09	2,30	1,6—2,3	1,59	1,01
50	1,43	4,76	1,38	1,69	1,72	—	1,40	0,99
60	1,27	—	1,21	1,35	—	—	1,23	1,02
70	1,02	2,88	—	—	—	—	1,09	0,98
80	1,07	—	—	—	—	—	1,03	0,99
90	1,00	—	1,00	1,00	1,00	—	1,00	1,00
100	1,06	—	—	—	—	—	1,03	1,00
110	1,11	2,36	—	—	—	—	1,09	0,99
120	1,27	—	1,11	1,13	1,10	—	1,23	1,03
130	1,41	2,78	1,36	1,38	1,42	—	1,40	0,97
140	1,51	—	1,59	1,59	1,59	—	1,59	1,02
150	1,69	3,34	1,82	1,80	1,83	—	1,76	0,99
160	1,84	—	—	—	—	—	1,90	—
170	1,99	—	—	—	—	—	2,00	—

Die Verteilung bleibt bestehen bei der Rotation der Figur um die Achse $R \rightarrow \alpha$. Sie ist durch magnetische und elektrische Felder nicht beeinflussbar.

Um die Unstimmigkeit zwischen Theorie und Erfahrung zu klären, nahm H. A. WILSON an³⁾, daß ein Teil der gefundenen Streustrahlung auf der Austrittsseite herrühren könne von einer Interferenzreflexion der Primärstrahlen an den Mikrokristallen des Streukörpers. Die Strahlen des auffallenden Bündels sind immer schwach divergent, deshalb kommt eine Reflexion nur an jenen ungeordneten Mikrokristallen in Frage, die mit der Richtung der Primärstrahlen entsprechend kleine Winkel bilden; die großen Abweichungen der experimentellen Kurven untereinander und von den theoretischen können so geklärt werden.

¹⁾ Nach R. POHL, Die Physik der Röntgenstrahlen, S. 65, ergänzt.

²⁾ PEALING, Phil. Mag. **4**, 163. 1912.

³⁾ H. A. WILSON, Phil. Mag. **27**, 389. 1914.

Solche Reflexion an Mikrokristallen ist später nachgewiesen worden; auf ihr beruht die einerseits von DEBYE und SCHERRER, andererseits von HULL entwickelte Methode der Röntgenspektroskopie von Pulvern (vgl. S. 33).

DEBYE¹⁾ hat in einer theoretischen Abhandlung nachgewiesen, daß auch bei regelloser Anordnung der Atome eines nicht kristallinen Körpers allein durch die regelmäßige Anordnung der Elektronen im Atome Interferenzen der sekundär gestreuten Strahlen auftreten können, die für die Unsymmetrie in der Verteilung der Streustrahlung verantwortlich sein können. Er und SCHERRER²⁾ konnten an einem Photogramm des Benzols die Streuwirkung der Elektronen nachweisen. (Bei Kupfer-K-Strahlung (1,55 Å.-E.) fanden sie ein Schwärzungsmaximum bei 18° und daraus einen Durchmesser des Benzolrings von 12,4 Å.-E.)

Polarisation der Streustrahlung. Nach THOMSONS Theorie ist die Streustrahlung in einer auf der Primärstrahlrichtung senkrechten Ebene vollkommen polarisiert, denn der elektrische Vektor der Primärstrahlen beschleunigt alle Elektronen in der durch $\varphi = 90^\circ$ bestimmten Ebene. BARKLA³⁾ hat den experimentellen Nachweis dieser Polarisation erbracht, in dem er auf die Streustrahlung die S. 55 beschriebene Methode zur Bestimmung der Polarisation anwandte. Er ließ die von Kohle ausgehenden Streustrahlen auf einen zweiten streuenden Kohlekörper fallen und untersuchte die von ihm ausgehende tertiäre Strahlung mittels zweier Meßkondensatoren und Elektrometer in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Die Sättigungsströme in den Kondensatoren verhielten sich wie

$$\frac{J_{\max.}}{J_{\min.}} = \frac{6,3}{1,9} \quad \text{bzw.} \quad = \frac{5,85}{1,95}.$$

Er fand keine vollständige Polarisation, sonst müßte $J_{\min.} = 0$ sein. Da die Theorie mit vollkommen parallelen Strahlen operiert, der Versuch aber nur die Verwendung endlich geöffneter Bündel zuläßt, ist vollständige Polarisation im Experiment nicht zu erwarten. HAGA⁴⁾ hat die Polarisation der Streustrahlen photographisch nachgewiesen. Er ließ sie auf einen Kohlekegel fallen, um den in passender Entfernung ein Film lag. Er konnte dann nach einer Exposition von 60 Stunden in zwei entgegengesetzten Quadranten eine Schwärzung nachweisen.

Zahlenwerte von σ/q sind vielfach bestimmt worden. Bei Elementen kleinen Atomgewichts ist σ/q ziemlich konstant. BARKLA⁵⁾ gibt für sie den Wert $\sigma/q = 0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$. BARKLA und SADLER⁶⁾ finden:

Tabelle 25.

	Kohle	Aluminium	Kupfer	Silber
für weiche Strahlen ($\mu/q = 136$). . .	0,2	0,2	0,4	1,5
für harte Strahlen ($\mu/q = 2,5$). . .	0,2	0,4	1,5	—

CROWTHER⁷⁾ fand in Aluminium 1,18.

Die Werte steigen mit dem Atomgewicht an. Die Versuchsmethoden sind im wesentlichen die gleichen wie bei der Bestimmung der Streustrahlintensität. BARKLA und DUNLOPP⁸⁾ wiederholten die Versuche mit möglichst homogenen Primärstrahlen, die sie durch Filtration erzeugten und deren mittlere Wellen-

¹⁾ P. DEBYE, Ann. d. Phys. **46**, 822. 1915.

²⁾ P. DEBYE und P. SCHERRER, Ber. d. Göttinger Ges. d. W. **17**, Dez. 1915.

³⁾ C. G. BARKLA, Proc. Roy. Soc. **77**, 247. 1906.

⁴⁾ H. HAGA, Ann. **23**, 439. 1907.

⁵⁾ C. G. BARKLA, Phil. Mag. **7**, 543. 1904.

⁶⁾ C. G. BARKLA und C. A. SADLER, Phil. Mag. **17**, 739. 1909.

⁷⁾ J. A. CROWTHER, Proc. Roy. Soc. **85**, 29. 1911.

⁸⁾ G. C. BARKLA und Miss DUNLOPP, Phil. Mag. **31**, 222. 1916.

längen zwischen 0,3 und 0,96 Å.-E. lagen. Diese Strahlen fielen auf dicke Schichten verschiedener Körper, deren Streustrahlen auf der Eintrittsseite untersucht wurden. Von der auffallenden Strahlung gelangt in die Tiefe x nur ein durch die Absorptionsverhältnisse bestimmter Bruchteil $E_R = E_{R_0} e^{-\mu x}$ und davon wieder wird der Teil $\sigma \cdot E_R$ zurückgestrahlt. Die Integration über die aus allen Tiefen einer wenig absorbierenden Substanz zerstreut gestrahlte Intensität ergibt die Streustrahlung gleich $\frac{E_{R_0} \cdot \sigma}{2\mu}$, wovon dann wieder ein leicht zu berechnender Teil in die Ionenkammer fällt. Aus der Kenntnis von μ konnten sie relative Werte für σ bei verschiedenen Elementen bestimmen. Außerdem verglichen sie die streuende Wirkung sehr dünner Schichten verschiedener Elemente mit der streuenden Wirkung einer Aluminiumfolie. Beide Methoden gaben bei kleinen Wellenlängen ein nur geringes Anwachsen von σ mit dem Atomgewicht, bei längeren Wellen (0,9 Å.-E.) wuchs σ stark an: bei Silber auf den 3,6fachen, bei Platin auf den 11,2fachen Betrag des Aluminiums. Also ein stärkeres Anwachsen als nach der Theorie von THOMSON sich ergeben würde.

HULL und RICE¹⁾ haben bei ihren mit spektral zerlegten Bremsstrahlen ausgeführten Absorptionsmessungen aus den Absorptionskurven den Wert $\sigma/q = 0,12 \text{ cm}^2/\text{g}$ im Wellenlängengebiet 0,12—0,4 Å.-E. erschlossen. HOLTHUSEN²⁾ hat aus gefilterter Strahlung Werte von 0,15—0,17 bei verschiedenen Körpern für σ/q gefunden. Aus neuen spektrographisch durchgeführten Untersuchungen über die Absorptionsgesetze von HEWLETT³⁾ und von RICHTMYER⁴⁾ lassen sich für kleine Wellenlängen die folgenden zurzeit wohl exaktesten Werte für σ/q im Gebiete kleiner Wellenlängen angeben.

Tabelle 26.

	H	Li	C	N	O	Al	Fe	Cu	Mo	Ag	Pb	Bereich
HEWLETT .	0,309	0,157	0,175	0,168	0,165	0,173	0,18	—	—	—	—	0,2—0,4 Å.-E.
RICHTMYER	—	—	—	—	—	—	—	0,5	0,4	0,7	—	$\lambda < \text{Abs.-Bande } K$
..	—	—	—	—	—	—	—	—	1,0	0,6	0,75	$\lambda > \text{Abs.-Bande } K$

Für Al findet RICHTMYER im Bereich 0,1—0,4 Å.-E. 0,15.

„ „ „ „ „ 0,4—0,7 „ „ 0,16.

HEWLETT findet oberhalb $\lambda = 0,5$ Å.-E. 0,12.

DESSAUER & VIERHELLER⁵⁾ geben σ/q für Wasser bei 200 kV zu 0,074 an.

Nach der THOMSONSchen Theorie soll $\sigma/q = 0,402 \cdot Z/A$ sein, also unabhängig von der Wellenlänge; für Wasserstoff bekäme man den Wert 0,402, für die anderen Elemente bis Ca, die keine Eigenstrahlung unter gewöhnlichen Bedingungen zeigen, wäre $\sigma/q = 0,201$, da für sie alle $Z = A/2$ ist. Eine Abhängigkeit des Streukoeffizienten von der Frequenz wird denkbar, wenn die Wellenlänge der Strahlung nicht mehr groß gegen den Durchmesser der Elektronen gedacht werden kann. Unter der Annahme, daß die Masse des Elektrons nur elektromagnetischer Natur ist und seine Ladung auf einer Kugel gleichmäßig verteilt ist, hat man für den Elektronendurchmesser die Größenordnung 10^{-13} cm errechnet. Da wäre also zu erwarten, daß für alle Wellenlängen der Röntgenstrahlen σ/q konstant sei und nur bei den härtesten Gammastrahlen Abweichungen eintreten könnten. Die Versuche zeigen aber, daß bei kurzen Röntgenwellenlängen, die gegen 10^{-13} cm immer noch sehr groß sind, Abhängigkeit von der Frequenz eintritt.

¹⁾ A. W. HULL und M. RICE, Phys. Rev. **8**. 326. 1916.

²⁾ H. HOLTHUSEN, Phys. Ztschr. **20**. 5. 1919.

³⁾ C. W. HEWLETT, Phys. Rev. **17**. 284. 1921.

⁴⁾ F. K. RICHTMYER, Phys. Rev. **18**. 13. 1921.

⁵⁾ F. DESSAUER und VIERHELLER, Ztschr. f. Phys. **4**. 131. 1921.

A. H. COMPTON¹⁾ hat die THOMSONSche Theorie der Sekundärstrahlung erweitert und sie in besseren Einklang mit dem vorliegenden Versuchsmaterial gebracht. Seine Rechnungen ergaben einerseits, daß durch die Annahme ringförmig gedachter Elektronen mit einem Radius von der Größenordnung 10^{-10} cm, andererseits durch Einführung eines vom Verhältnis der Wellenlänge zum Elektronenradius abhängigen Faktors in die Formeln für die Zerstreuung den experimentellen Befunden Rechnung getragen werden kann. HEWLETT hat seine Beobachtungen mit COMPTONS Theorie verglichen und aus ihnen für den Elektronenradius die Größe $0,75-0,85 \cdot 10^{-10}$ abgeleitet.

COMPTON²⁾ hat die Streuerscheinungen auch bei spektral zerlegten Röntgenstrahlen untersucht. Er brachte Absorptionsschirme wachsender Dicke entweder in das primäre oder sekundäre Strahlenbündel und bestimmte das Intensitätsverhältnis der in beiden Fällen vorhandenen Ionisation. Der Grenzwert dieses Verhältnisses bei zunehmender Dicke des Absorptionsschirmes gibt ihm ein Maß für das Verhältnis der reinen Streustrahlung zur gesamten sekundären Strahlung. Er findet, unabhängig von der Natur des Streustrahlers bei $\lambda = 0,12$ Å.-E. unter einem Winkel von 90° gegen das Primärstrahlbündel 15% , unter dem Winkel 30° 70% , bei $\lambda = 0,50$ Å.-E. einen wesentlich höheren Betrag zerstreuter Strahlung. Sowohl diese Streustrahlen, wie die übrigbleibende allgemeine Fluoreszenzstrahlung erwiesen sich bei Verwendung dünner Strahlerschichten als polarisiert, die letztere soll nach COMPTONS Ansicht erzeugt werden, wenn sich ein Elektron vom Atome ablöst.

Sicherlich reicht das vorliegende Beobachtungsmaterial noch nicht aus, um daraus mit Sicherheit Gesetzmäßigkeiten für die Änderung von σ/ρ mit der Wellenlänge der Strahlung und mit der Kernzahl des Strahlers angeben zu können.

Die Absorption durch Fluoreszenz stellt eine wahre Absorption dar, da durch den Vorgang Energie einer bestimmten Wellenlänge in Energie einer ganz anderen Wellenlänge verwandelt wird, also eine Energieumformung nicht nur eine Richtungsänderung des Energieflusses stattfindet. BARKLA und seine Mitarbeiter schon sahen in den von ihnen gefundenen Fluoreszenzstrahlungen der Elemente homogene Strahlungsgebiete, an denen sich die Gesetze der Absorption besonders gut erforschen lassen mußten. Die Tab. 15, S. 68, enthält die Werte für die Massenabsorptionskoeffizienten in Aluminium der damals bekannt gewordenen K- und L-Reihe, die sich bei den Untersuchungen jener Forscher ergaben und außerdem die zugehörigen Halbwertschichten in Aluminium. Die Figg. 72, 73 geben die Werte graphisch wieder, im zweiten Bilde in logarithmischem Maßstabe, wobei sich ein geradliniger Zusammenhang ergibt. Aus ähnlichen Kurven (die allerdings statt der Atomzahl das Atomgewicht des Strahlers enthielten und daher weniger exakt geradlinigen Zusammenhang zeigten) schloß OWEN³⁾, daß mit großer Annäherung das Gesetz $(\mu/\rho)_M \sim \frac{1}{A^{1,5}}$ (A = Atomgewicht des strahlenden Körpers) erfüllt sei.

BARKLA und SADLER⁴⁾ fanden, daß das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten einer Strahlung in zwei Elementen eine Konstante sei, die nicht von der Strahlenhärte abhängt, wenn vermieden wird, daß die betreffenden Strahlen in einem der Elemente charakteristische Strahlen erregen können. Es soll demnach sein: $(\mu/\rho)_x : (\mu/\rho)_y = \text{konst.}$

¹⁾ A. H. COMPTON, Phys. Rev. **14**. 20 und 247. 1919.

²⁾ A. H. COMPTON, Phys. Rev. **18**. 96. 1921; COMPTON und HAGENOW, Phys. Rev. **18**. 97. 1921.

³⁾ E. A. OWEN, Proc. Roy. Soc. **86**. 430. 1912; siehe auch W. KAUFMANN, Phys. Ztschr. **14**. 387. 1913.

⁴⁾ BARKLA und SADLER, Phil. Mag. **17**. 739. 1909.

Tabelle 27.
 μ/ρ in verschiedenen absorbierenden Körpern.

Z.	K-Strahl. von	μ/ρ in											
		C	Luft	Mg	Al	Fe	Ni	Cu	Zn	Ag	Sn	Pt	Au
24	Cr	15,3	—	126	136	104	129	143	170	580	714	517	> 507
26	Fe	10,1	15,6	80	88,5	66,1	83,8	95,1	112	381	472	340	367
27	Co	7,96	12,7	63,5	71,6	67,2	67,2	75,3	91,5	314	392	281	306
28	Ni	6,58	10,5	51,8	59,1	314	56,3	61,8	74,4	262	328	236	253
29	Cu	5,22	8,43	41,4	47,7	268	62,7	53,0	60,9	214	272	194	210
30	Zn	4,26	6,96	34,7	39,4	221	265	55,5	50,1	175	225	162	178
33	As	2,49	4,10	19,3	22,5	134	166	176	203	105	131	106	106
34	Se	2,04	3,40	15,7	18,5	116	141	150	175	87,5	112	92	102
35	Br	1,9	3,02	—	16,3	—	—	128	—	75,4	—	181	135
37	Rb	1,32	—	—	10,9	—	—	—	—	52,3	—	168	147
38	Sr	1,16	1,78	—	9,4	—	—	83,4	—	48,8	—	180	160
42	Mo	0,81	0,98	—	4,8	—	—	40,3	—	24,4	—	95,5	111
47	Ag	0,46	0,59	2,2	2,5	17,4	22,7	24,3	27,1	13,3	16,5	56,5	61,4
50	Sn	0,35	0,39	—	1,57	—	—	—	—	16,5	—	47,1	51,7
51	Sb	0,31	—	—	1,21	—	—	—	—	56,1	—	—	—
53	I	0,29	—	—	0,92	—	—	—	—	46	—	—	—
56	Ba	0,26	—	—	0,7	—	—	—	—	35	—	—	—
58	Ce	0,25	—	—	0,6	—	—	—	—	—	—	—	—
Dichte ρ		1,0 (Papier)	—	1,74	2,70	7,86	8,9	8,93	7,1	10,5	7,29	21,5	19,3

Tabelle 28.

Verhältnis des μ/ρ eines Elementes zu $(\mu/\rho)_{Al}$ bei verschiedener K-Strahlung.

Z.	K-Strahl. von	$(\mu/\rho) : (\mu/\rho)_{Al}$											Wellenlänge $K\alpha_1$ in A.-E.
		C/Al	Luft/Al	Mg/Al	Fe/Al	Ni/Al	Cu/Al	Zn/Al	Ag/Al	Sn/Al	Pt/Al	Au/Al	
24	Cr	0,112	—	0,93	0,76	0,95	1,05	1,25	4,25	5,24	3,80	3,72	2,285
26	Fe	0,114	0,176	0,90	0,75	0,94	1,07	1,27	4,30	5,34	3,84	4,15	1,932
27	Co	0,111	0,179	0,89	0,94	0,95	1,05	1,27	4,39	5,46	3,92	4,28	1,785
28	Ni	0,111	0,178	0,88	5,31	0,95	1,04	1,26	4,43	5,55	4,00	4,28	1,655
29	Cu	0,109	0,177	0,87	5,62	1,31	1,11	1,27	4,50	5,71	4,07	4,40	1,537
30	Zn	0,108	0,176	0,88	5,61	6,73	1,41	1,27	4,45	5,72	4,12	4,52	1,433
33	As	0,110	0,182	0,86	5,96	7,39	7,84	9,0	4,67	5,83	4,72	4,72	1,170
34	Se	0,110	0,184	0,85	6,27	7,64	8,1	9,5	4,72	6,06	4,96	5,52	1,104
35	Br	0,116	0,185	—	—	—	7,9	—	4,62	—	11,1	8,3	1,041
37	Rb	0,121	—	—	—	—	—	—	4,80	—	15,4	13,5	0,922
38	Sr	0,129	0,190	—	—	—	8,9	—	5,19	—	19,2	17,0	0,871
42	Mo	0,168	0,204	—	—	—	8,4	—	5,08	—	19,9	23,2	0,706
47	Ag	0,184	0,236	0,88	6,96	9,1	9,7	—	5,32	6,60	22,6	24,6	0,562
50	Sn	0,223	0,248	—	—	—	—	—	10,5	—	30,0	32,8	0,487
51	Sb	0,256	—	—	—	—	—	—	46,4	—	—	—	0,468
53	I	0,316	—	—	—	—	—	—	50,0	—	—	—	0,437
56	Ba	0,326	—	—	—	—	—	—	44,2	—	—	—	0,388
58	Ce	0,413	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,355

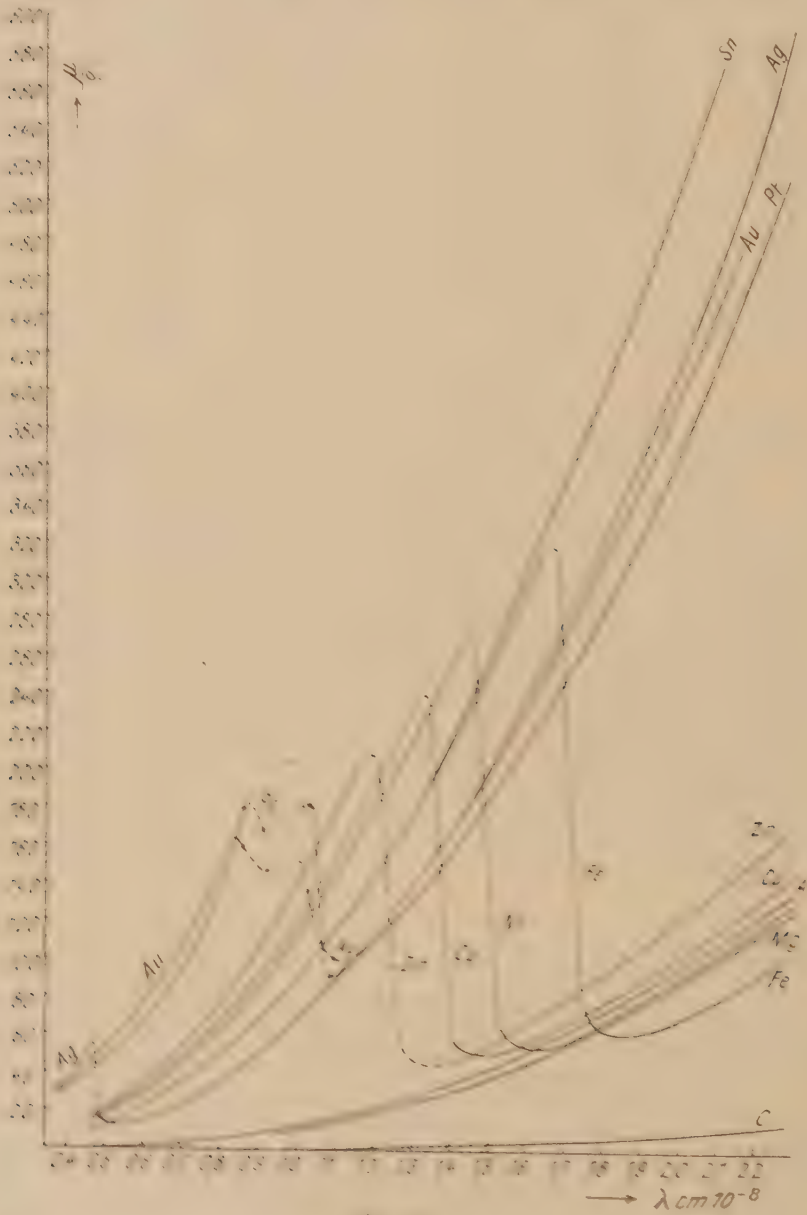
Die beiden Tab. 27 u. 28 enthalten das Zahlenmaterial für die K-Strahlung von Cr bis Ce nach einer Zusammenstellung von KAYE.¹⁾ Der Tab. 28 sind die Wellenlängen der K- α -Strahlung zugefügt. Zieht man von den Werten, die ja immer $\mu/\rho = \tau/\rho + \sigma/\rho$ geben, die Streukoeffizienten ab, die erfahrungsgemäß mit zunehmender Atomzahl steigen, so wird mit bester Annäherung $(\mu/\rho)_x : (\mu/\rho)_{Al}$ konstant. Z. B. bei Kohle schwankt das Verhältnis von 0,1—0,41 in der Tabelle; zieht man bei C 0,201, bei Al 0,19, die Streukoeffizienten, in Zähler und Nenner ab, so erhält man den Wert 0,11 mit guter Konstanz. Leider sind die Werte

¹⁾ G. W. C. KAYE, X-Rays, 3. Aufl. London 1918. S. 138.

doch nicht genau genug, um aus ihnen μ/ρ für verschiedene Wellenlängen und Kernzahlen zu bestimmen. Eine kleine Tabelle nach OWEN¹⁾ mag noch zeigen, wie bei Gasen von 1 Atm. Druck und 0° C sich μ/ρ mit der Härte der Strahlen ändert:

Tabelle 29.

	K-Strahlen von	Fe	Ni	Cu	Zn	As	Se	Sr	Mo
μ/ρ	Inf.	19,72	14,89	10,08	8,41	4,59	3,43	2,00	1,29
	CO ₂	23,04	16,01	11,48	9,29	4,99	3,95	2,12	1,42
	SO ₂	91,2	57,73	47,9	35,49	18,69	15,31	9,29	5,81



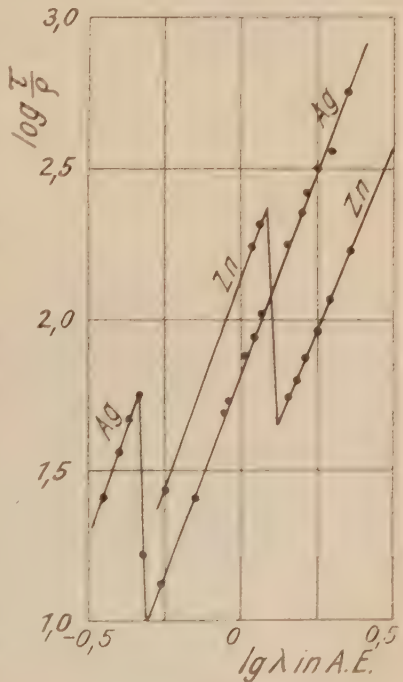
Figur 97.

Ähnliche Tabellen lassen sich auch für die μ/ρ der L -Reihe aufstellen; sie führen zu gleichen Ergebnissen. Die Fig. 97 veranschaulicht die Zahlenreihe der Tab. 27¹⁾, als Abszissen sind aber die Wellenlängen der betreffenden K Strahlen gewählt. Mit abnehmender Wellenlänge der Strahlen vermindert sich die Größe des Absorptionskoeffizienten kontinuierlich, steigt aber, sobald das Gebiet jener Wellenlängen erreicht wird, die im absorbierenden Elemente Eigenstrahlen erzeugen, schnell und steil zu einem Maximum, um bei weiterer Verminderung der Wellenlänge wieder zu fallen. Aluminium, Mangan zeigen in dem hier vorliegenden Frequenzbereich keine selektive Absorption. Diese tritt immer nur in einem Frequenzgebiete ein, das K - (L - oder M -) Strahlung stark zu erregen vermag. Die Kurve zeigt auch, warum Aluminium sich so ausgezeichnet dazu eignet, um für die in der Praxis vorkommenden Wellenlängen die Strahlen durch den Absorptionskoeffizienten zu kennzeichnen und warum es für alle medizinischen Zwecke eine ausgezeichnete Filtersubstanz ist. Man sieht, daß in den Gebieten, in denen keine Emission charakteristischer Strahlung erfolgt, das Verhältnis des Massenabsorptionskoeffizienten zweier Elemente konstant bleibt. Weiter sieht man, daß immer die Eigenstrahlung eines Elements von ihm selbst relativ gut durchgelassen wird. So wird die Eigenstrahlung des Eisens ($K\alpha_1 = 1,932$ Å.-E.) im Eisen sehr wenig absorbiert, die Eigenstrahlung des Nickels aber ($1,655$ Å.-E.) wird maximal absorbiert. Jedes Metall hat in seiner Absorptionskurve für seine Eigenstrahlen ein solches Minimum des Absorptionskoeffizienten, das erst beim Auftreffen wesentlich höherer Strahlen wieder unterschritten wird.

Bei den Elementen hohen Atomgewichts ist die experimentelle Bestimmung des Absorptionskoeffizienten schwierig, die Erregung muß mit sehr harten Primärstrahlen erfolgen und so erhält man ein Gemisch harter Streu- und weicher Eigenstrahlen. Man muß dann bei starker Filterung den Absorptionskoeffizienten der übrig bleibenden Streustrahlung bestimmen und diesen Wert zur Korrektur der beim Strahlungsgemisch gefundenen Absorption benutzen.

μ/ρ in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

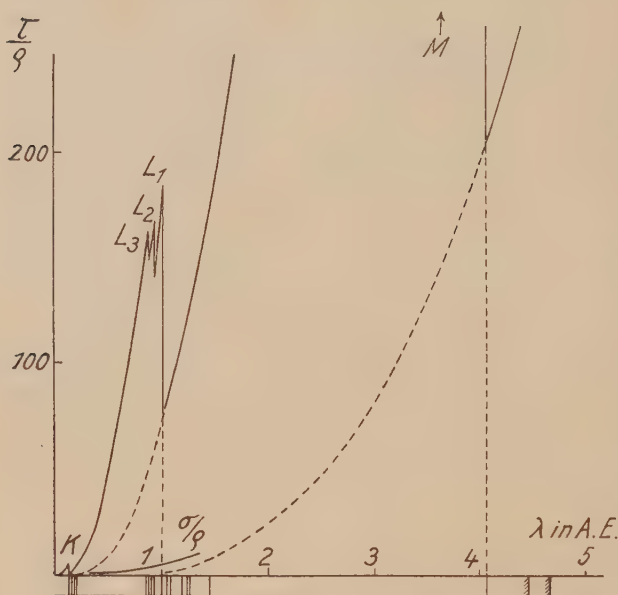
Die Fig. 98 zeigt, wie zwischen dem Logarithmus des wahren Absorptionskoeffizienten $\mu/\rho - \sigma/\rho$ und dem Logarithmus der Wellenlänge eine einfache Beziehung nach Art der Gleichung von OWEN besteht, etwa $\tau/\rho = \text{konst. } \lambda^n$, wie diese Beziehung aber in der Nähe der Absorptionswellenlänge des betreffenden Elements eine jähe Unterbrechung erleidet, so für Zn bei $1,433$ Å.-E., für Ag bei $0,56$ Å.-E. Beiderseits der Unterbrechungsstelle scheint sie gut erfüllt zu sein. Wären die Zahlen der Tab. 27 nur reichlich genug und im Gebiete aller Röntgenwellenlängen bekannt, so könnte man für jedes Element eine Gesamtabsorptionskurve zeichnen, deren Typus die Fig. 99 nach LEDOUX, LEBARD und DAUVILLIER zeigt. Wären als Abszissen statt der Wellenlängen die μ/ρ -Werte



Figur 98.

¹⁾ Die in der Tabelle enthaltenen Zahlen sind größtenteils der schon erwähnten Arbeit von BARRELL und SADLER entnommen: SADLER, Phil. Mag. **19**, 337, 1910. — BARRELL und NICHOLSON, Nature, Aug. 1910. — SADLER und STEVEN, Phil. Mag. **6**, 21, 1911 und CHADWICK, Phil. Mag. **21**, 441, 1911.

eines Elements mit kleiner und von der Frequenz unabhängiger Streuung eingetragen, so erhielt man statt der Kurvenstücke eine aus geradlinigen Teilen bestehende Figur, weil das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten konstant ist.



Figur 99.

Die hier wiedergegebene Figur läßt deutlich die Wirkung der K-, L-, M- und auch den Anfang der Wirkung der N-Absorptionsbande erkennen. Zum Vergleiche sind unter der Abszisse die Emissionslinien der K-, L-, M-Reihe schematisch eingezeichnet. Als Ordinate ist $\mu/\sigma - \sigma/\epsilon = \tau/\epsilon$ gewählt, und die Zunahme von σ/ϵ ist in einem besonderen Kurvenstück angedeutet. Treffen also danach Röntgenwellen größer als 1 A.-E. das absorbierende Element, so wird Energie absorbiert und teils in N- und M-Strahlen, teils in Streustrahlung um-

gesetzt. Bei einer Wellenlänge größer als 0,3 A.-E. entsteht N-, M-, L-Strahlung und bei noch kleinerer Wellenlänge wird auch K-Strahlung erregt. So kann also μ/ϵ zerlegt werden in

$$\mu/\epsilon = \sigma/\epsilon + \left(\frac{\tau_1}{\epsilon}\right)_K + \left(\frac{\tau_2}{\epsilon}\right)_L + \left(\frac{\tau_3}{\epsilon}\right)_M, \quad \text{wobei} \quad \left(\frac{\tau_i}{\epsilon}\right)_x = \text{konst. } \lambda^n.$$

BARKLA und WHITE¹⁾ haben die Beziehung zwischen μ/ϵ und λ aus älteren Zahlen von BARKLA und SADLER, WIDDINGTON, BARKLA und COLLIER, OWEN²⁾, wie sie zum Teil in Tab. 27 vereinigt sind, genauer verfolgt und fanden aus ihnen, daß der Exponent von λ zwischen 2,5 und 3 liegen könne. Trugen sie die Werte von τ/ϵ gegen λ^3 graphisch ein, so erhielten sie Gerade, in denen sie einige noch vorkommende Unstetigkeitsstellen einer noch unbekannten J-Strahlung zuwiesen (vgl. darüber S. 87). Die Schnittpunkte der Geraden mit der Ordinatenachse erfolgten teils bei 0,2, teils bei 0,12, entsprechend den Werten für σ/ϵ .

Aus dem Gesetz von OWEN $\tau/\epsilon = \text{konst.}/A^b$ folgt, wenn wir statt der Atomgewichte entsprechend der neueren Erfahrung die Kernzahl Z einführen, $\log \tau/\epsilon \sim$

$-5 \log Z$. Nach MOSELEYS Gesetz und Kurven (S. 81) ist $\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = a + bZ$ oder $1/2 \log \lambda \sim -\log Z$, daher $\log \tau/\epsilon \sim +5/2 \log \lambda$ oder $\tau/\epsilon = \text{konst. } \lambda^{5/2}$ in Übereinstimmung mit der empirisch gewonnenen Beziehung von BARKLA und WHITE. Schon vor ihnen haben KOSSEL³⁾, SIEGBAHN⁴⁾ aus den experimentellen Ergebnissen die Beziehung $\mu = A \lambda^b$ abgeleitet und gezeigt, daß sich die Konstanten A und b auf beiden Seiten der kritischen Absorptionsstelle etwas ändern, daß A von Element

¹⁾ BARKLA und WHITE, Phil. Mag. **34**, 270. 1917.

²⁾ A. a. O.

³⁾ W. KOSSEL, Verh. d. d. phys. Ges. **16**, 898. 1914.

⁴⁾ M. SIEGBAHN, Phys. Ztschr. **15**, 753. 1914; auch v. D. BROCK, Phys. Ztschr. **15**, 895. 1914.

zu Element verschieden ist, während b bei allen diesen vorgeschlagenen Formeln zwischen 2,5 und 3 lag. Daß der Faktor A von der Atomzahl Z des absorbierenden Elementes abhängt, wurde z. B. von GLOCKER¹⁾ erwiesen, der für μ/q zu beiden Seiten der K -Bande die Formeln

$$\mu = 0,0004 \cdot Z^{2,14} \lambda^{2,8} \text{ für } \lambda > \lambda_K$$

$$\mu = 0,0195 \cdot Z^{2,58} \lambda^{2,8} \text{ für } \lambda < \lambda_K$$

(λ_K ist die Wellenlänge der K -Absorptionsbande)

aufstellte. — C. D. MILLER²⁾ untersuchte mit Hilfe einer Glühkathodenröhre mit Eisenantikathode und Aluminiumfenster bei Erregungsspannungen von 2,5 bis 10 kV die Absorption in verschiedenen Wellenlängengebieten, die er sich durch Filtration aussordnete. Zur Absorption verwandte er Aluminium-, Zelluloid- und Gelatineblätter und maß sie mit einem unmittelbar hinter den Absorptionsschirmen aufgestellten Elektrometer. Er fand, daß seine Ergebnisse sich exakt darstellen ließen durch die Formel $(\mu/q)_{Al} = 19,4 \cdot \lambda^{2,77}$; λ in Å.-E. gemessen.

Größere Sicherheit über die Beziehungen zwischen μ/q und λ konnte man aber erst erhalten, als die Methoden der Spektrometrie soweit ausgebildet waren, daß es möglich war, ganz bestimmte Wellenlängen zur Absorptionsmessung auszusondern. Das erreichten zuerst BRAGG und PIERCE.³⁾ Sie konnten die α - und β -Linien der K -Strahlung von Rhodium, Palladium und Silber getrennt untersuchen. Sie fanden z. B. für Silberstrahlung die $(\mu/q)_{Al}$ -Werte 1,94 und 2,7 in guter Übereinstimmung mit dem früher von BARKLA für die Gesamt- K -Strahlung angegebenen Werte 2,5. Sie berechneten die Atomabsorptionskoeffizienten. Dieser ist

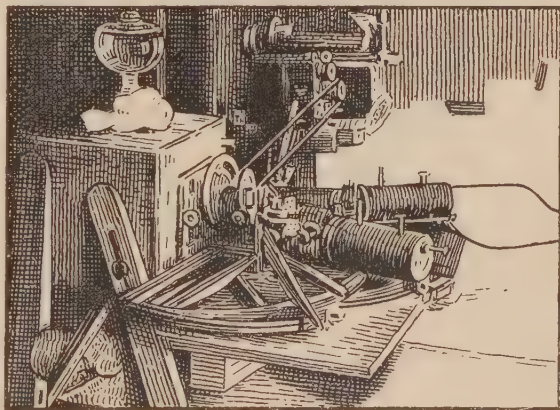
$\alpha = \frac{\mu}{q} \frac{A}{N}$, wobei A das Atomgewicht, N die Zahl der Atome im Gramatom ist. Ihre Ergebnisse lassen sich darstellen durch

$$\alpha = C \cdot Z^4 \lambda^{1,2}$$

μ/q ließ sich aber eher durch den Wellenlängenexponenten 3 als durch 2,5 befriedigen.

OWEN⁴⁾ hat mit K - α -Strahlen des Palladiums und im kontinuierlichen Gebiete der Pd-Antikathodenstrahlung 27 Elemente zwischen Wasserstoff und Silber untersucht, und dabei die Gesetze von BRAGG und PIERCE im wesentlichen bestätigt gefunden. Zur Vermeidung der Über-einanderlagerung von Spektren verschiedener Ordnung benutzte er einen Karborundumkristall.

In größerem Wellenlängengebiet (Erregungsspannungen bis 50 kV) haben dann SIEGBAHN und WINGARDH⁵⁾ die Absorption in Aluminium und



Figur 100.

Kupfer bestimmt mit Hilfe zweier Spektrometer und zweier Ionenkammern (Fig. 100).

¹⁾ R. GLOCKER, Phys. Ztschr. **19**, 66. 1918.

²⁾ C. D. MILLER, Phys. Rev. **8**, 329. 1916.

³⁾ W. H. BRAGG u. S. E. PIERCE, Phil. Mag. **28**, 626. 1914.

⁴⁾ E. A. OWEN, Proc. Roy. Soc. **94**, 526. 1918.

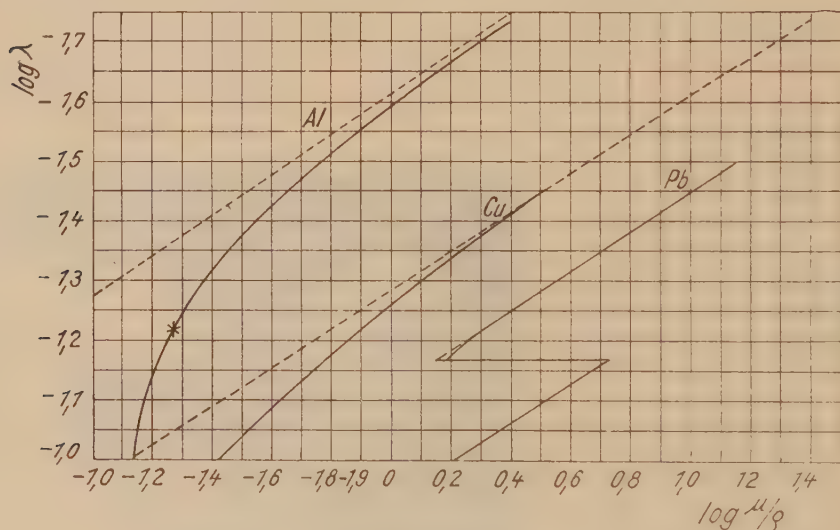
⁵⁾ M. SIEGBAHN und K. A. WINGARDH, Phys. Ztschr. **21**, 83. 1920.

Sie richten beide Spektrometer nach dem gleichen Antikathodenpunkte. Zwei monochromatische, durch Reflexion an zwei Steinsalzkristallen erhaltene Strahlenbündel werden durch Regulieren der Kammerspalte auf gleiche Intensität gebracht und fallen so in die Ionenkammern, die entgegengesetzt gleich geladen und mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden sind. Wird nun die Absorptionsplatte in den Strahlengang der einen Ionenkammer gebracht, so kann die Intensität des anderen Bündels mittels einer verstellbaren Sektorenscheibe bis zum Elektrometerrausschlag Null verändert werden. Da die Zerstreuung im untersuchten Wellenlängengebiet nur wenige Prozente beträgt und die Fehlergrenze von gleicher Größenordnung ist, wird sie vernachlässigt, die Absorption in Kupfer läßt sich dann darstellen durch $\tau = 10,5 \cdot \lambda^{2,9} \cdot 10^2$, die in Aluminium durch $\tau = 3,42 \cdot \lambda^{2,7}$. Die Zahlenwerte sind:

Tabelle 30.

μ/ρ in	$\lambda = 0,484$	0,533	0,582	0,631	0,679	0,728	0,776
Cu	14,4	18,9	24,8	30,9	38,0	47,7	—
Al	1,94	2,51	3,13	3,88	4,77	5,86	6,97

HULL und RICE¹⁾ haben aus der Strahlung einer Wolframantikathode monochromatische Frequenzgebiete spektrometrisch isoliert und mit der Ionenkammer untersucht. Sie fanden die Gleichung $\mu/\rho = k \lambda^n + \sigma/\rho$ gut erfüllt mit dem Wellenlängenexponenten 3 und mit $\sigma/\rho = 0,12$ statt des BARKLASCHEN, bei längeren Wellen gefundenen Wertes 0,2. Die Ergebnisse für Al, Cu, Pb sind in die Fig. 101 eingetragen. Die ausgezogenen Kurven sind die der Gleichungen



Figur 101.

$$\mu/\rho = 14,9 \lambda^3 + 0,12 \text{ für Aluminium,}$$

$$\mu/\rho = 150 \lambda^3 + 0,12 \text{ für Kupfer,}$$

$$\mu/\rho = 430 \lambda^3 + 0,12 \text{ für Blei,}$$

denen sich die beobachteten Werte bestens einfügen. Die gestrichelten geben den wahren Absorptionskoeffizienten τ/ρ wieder; der mit + bezeichnete Punkt

¹⁾ A. W. HULL und M. RICE, Phys. Rev. **8**, 326, 1916.

ist für Gammastrahlen von RUTHERFORD gewonnen worden. RICHTMYER¹⁾ hat dann die HULLSchen Versuche zum Teil wiederholt, zum Teil erweitert in bezug auf den Wellenlängenbereich und die Zahl der untersuchten Körper. Er sondert mit dem BRAGGSchen Spektrometer möglichst monochromatische Strahlung aus und glaubt für seine Werte eine Genauigkeit von 1% verbürgen zu können. Für die Größen τ/ρ und σ/ρ erhält er folgende Werte:

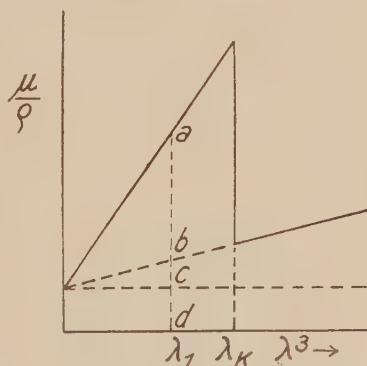
Tabelle 31.

	τ/ρ	σ/ρ	gültig im Bereiche $\lambda =$	
Al	$14,45 \cdot \lambda^3$	0,15	0,1—0,4 Å.-E.	} Auf der kurzwelligen Seite der K-Absorptionsbande.
Al	14,30	0,16	0,4—0,7	
Cu	147	0,5	0,1—0,6	
Mo	450	0,4	0,1—0,35	
Ag	603	0,7	0,1—0,4	
Mo	51,5	1,0		} Auf der langwelligen Seite der K-Absorptionsbande.
Ag	86	0,6		
Pb	510	0,75		

Die Untersuchungen erstreckten sich von 0,09—0,943 Å.-E. Aus der Formel $\mu/\rho = k\lambda^3 + \sigma/\rho$ gewinnt er die Atomabsorptionskoeffizienten: $\mu_a = k_a\lambda^3 + \sigma_a$, aus ihnen dann graphisch den Faktor k_a zu $k'Z^4$, so daß in erster Annäherung $\mu_a = k'Z^4\lambda^3 - \sigma_a$, wobei k' im Mittel gleich $2,29 \cdot 10^{-27}$ (das ist ein Drittel der PLANCKSchen Konstanten h) auf der kurzwelligen Seite der K-Absorptionsbande. In der Nähe des Absorptionsstreifens hält die Gleichung nicht stand, dort muß sie verallgemeinert werden in $\mu_a = k'Z^4\lambda^3 + \sigma_a - f\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{Abs.}}}\right)$. Das letzte Glied, das der Nähe des Absorptionsstreifens Rechnung trägt, ist als Funktion nicht bekannt. Auf der langwelligen Seite gilt $\mu_a = k''Z^{4,4}\lambda^3 + \sigma$. Da $k_a \cdot \frac{A}{N} = \tau$ wird, so gilt natürlich auch eine Formel $\mu/\rho = kZ^4\lambda^3 + \sigma/\rho$. Trägt man RICHTMYERS Werte μ/ρ für irgendein Metall in ein Diagramm gegen λ^3 ein, so bekommt man einen aus geraden Stücken zusammengesetzten Linienzug, wie Fig. 102 zeigt. Fällt auf das Metall eine Primärstrahlung von der Wellenlänge λ_1 , so wird ein der Strecke ab proportionaler Energie-Betrag zur Emission der K-Strahlung verwendet, ein bc proportionaler zur Emission der L-Strahlung und ein cd proportionaler als Streustrahlung von der Wellenlänge λ_1 ausgesandt.

Fast zu gleicher Zeit hat HEWLETT²⁾ eine Untersuchung über die Absorption eines ähnlichen Frequenzgebietes veröffentlicht. Auch seine Versuchsergebnisse erfüllen die Formel $\mu/\rho = k\lambda^3 + \sigma/\rho$. Bei Sauerstoff, Wasser, Aluminium findet er unterhalb 0,2 Å.-E. eine auffallend starke Abnahme von μ/ρ . Auch er verwandte spektral zerlegte Strahlung.

AURÈN³⁾ untersuchte zwischen 0,19—0,4 Å.-E. zahlreiche anorganische und organische Verbindungen und fand die Absorptionseigenschaften der Atome in



Figur 102.

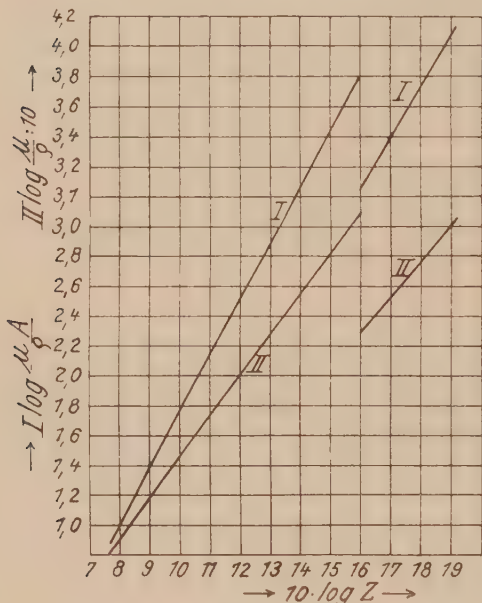
¹⁾ F. K. RICHTMYER, Phys. Rev. **18**, 13, 1921. Vorläufige, überholte Mitteilung war von RICHTMYER und GRANT in Phys. Rev. **15**, 547, 1920.

²⁾ C. W. HEWLETT, Phys. Rev. **17**, 284, 1921.

³⁾ T. AURÈN, Medd. Nobelinst. **4**, 1920 und Phil. Mag. **41**, 733, 1921.

den freien Elementen gleich denen in den Verbindungen, auch bei solchen verschiedener Wertigkeit. Nur Graphit absorbierte etwa 10% mehr als Kohlenstoff in organischen Verbindungen, doch hatte AURÈN keine spektral zerlegte Strahlung, sondern erzeugte seine Frequenzgebiete durch Filterung.

Neuerdings hat WINGARDH¹⁾ nach der früher von ihm und SIEGBAHN gemeinsam benutzten Methode (S. 107) bei nur einer Wellenlänge ($K\alpha$ -Strahlung des Molybdäns 0,708 Å.-E.) einer mit 45 kV und 20 mA betriebenen Coolidgeöhre μ/ρ für viele



Figur 103.

Elemente von H bis Pb bestimmt. Seine Ergebnisse sind bildlich zusammengefaßt in Fig. 103. Abszissen sind die Logarithmen der Kernzahlen, Ordinaten für II die Logarithmen von μ/ρ , für I. die Logarithmen von $\mu/\rho \cdot A$; die letzte Größe ist dem Atomabsorptionskoeffizienten proportional. Jeder Kurvenzug zerfällt in zwei gerade Stücke. Auf dem ersten Stück liegen die Werte aller Elemente von H bis Yt, für die durch die Erregerwelle K - und L -Strahlung erregt wird, auf dem zweiten alle anderen, in denen durch die erregende Wellenlänge nur L -Strahlung angeregt werden kann. σ/ρ konnte WINGARDH nicht bestimmen, da er nur mit einer monochromatischen Strahlung arbeitete. Einige seiner Zahlen-ergebnisse sind zusammen mit den Zahlenwerten HEWLETTS (He), RICHTMYERS (R) und einem Werte von BRAGG und PIERCE (P) in der Tab. 31 vereinigt; sie enthält auch die älteren

Werte von HULL, die sich freilich nicht so gut einfügen, da dessen Wellenlängenmessung noch nicht genügend exakt war. Sie gibt die μ/ρ -Werte im Wellenlängengebiet von 0,1—1,0 Å.-E. wieder.

Beigefügt seien noch einige neuere Zahlen über μ/ρ im Glase der technisch üblichen Röntgenröhren von WOOTEN²⁾:

$\lambda =$	0,509—521	0,586—590	0,619—620	0,706—711	Å.-E.
μ/ρ	2,06	3,00	4,48	5,58	cm ² /gr ;

sie bieten eine Möglichkeit, den Absorptionsverlust in der Glaswand einzuschätzen.

Um auch die Absorption im Gebiete ganz langer Wellen zu erforschen, hat HOLWECK³⁾ eine Glühkathodenröhre mit Molybdänanode gebaut, die nur durch ein dünnes Zelluloidhäutchen von der Ionenkammer getrennt ist, in der ein Druck von 1 mm herrscht. Die Wellenlänge der Strahlen erschließt er aus der Röhrenspannung. Er findet zwischen 10 und $41 \cdot 10^8$ cm eine selektive Absorption, vermutlich die K -Absorption des Kohlenstoffs: von 40—80 Å.-E. verläuft der Absorptionskoeffizient proportional $Z^{2,5}$, dann aber wächst er langsamer und erreicht bei 320 Å.-E. ein Maximum ($14,5 \cdot 10^{-1}$ cm⁻¹) und nimmt dann ins Ultraviolett hin ab. Bis zu 25 Volt (493 Å.-E.) glaubt HOLWECK Röntgenstrahlen sicher nachgewiesen zu haben.

¹⁾ K. A. WINGARDH, Ztschr. f. Phys. **8**, 363. 1922.

²⁾ B. A. WOOTEN, Phys. Rev. **13**, 71. 1919.

³⁾ HOLWECK, C. R. **171**, 849. 1920 und **172**, 439. 1921.

Tabelle 31.

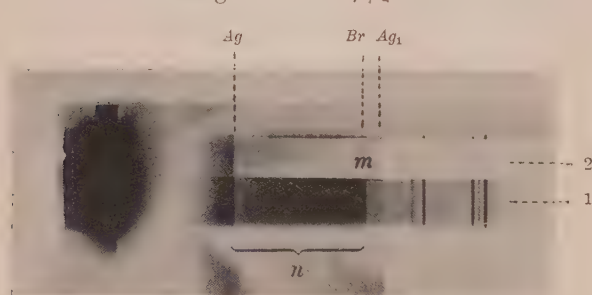
Beob- achter	Welle	Li	C	N	O	H ₂ O	Al	Fe	Cu	Mo	Ag	Pb
R.	0,09	—	—	—	—	0,165	—	—	—	—	—	—
HE.	0,105	—	0,146	—	—	—	—	—	—	—	—	—
R.	0,120	—	—	—	—	0,175	—	—	—	—	—	—
HU.	0,122	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	3,00
HE.	0,130	—	0,156	—	0,149	0,165	0,179	0,437	—	—	—	—
R.	0,135	—	—	—	—	0,179	0,193	—	0,59	0,51	—	—
HU.	0,147	—	—	—	—	—	0,154	—	0,71	—	—	—
HE.	0,154	—	0,165	0,165	0,165	0,183	0,204	0,620	—	—	—	1,50
HU.	0,160	—	—	—	—	—	0,178	—	0,79	—	—	1,82
HU.	0,172	—	—	—	—	—	0,199	—	0,91	—	—	2,32
HE.	0,179	—	0,166	—	0,176	0,197	0,242	0,864	—	—	—	—
HU.	0,184	—	—	—	—	—	0,218	—	1,07	—	—	2,71
R.	0,184	—	—	—	—	0,199	0,239	—	1,25	3,27	4,26	3,20
HU.	0,196	—	—	—	—	—	0,243	—	1,27	—	—	3,40
HE.	0,203	—	—	0,178	—	—	—	—	—	—	—	—
HU.	0,208	—	—	—	—	—	0,255	—	1,39	—	—	3,70
R.	0,209	—	—	—	—	0,207	0,276	—	1,74	4,55	5,94	5,11
HE.	0,210	—	0,176	—	0,187	0,204	0,288	1,16	—	—	—	—
HU.	0,221	—	—	—	—	—	0,283	—	1,70	—	—	4,63
HE.	0,228	—	0,178	—	—	0,213	—	—	—	—	—	—
R.	0,234	—	—	—	—	0,220	0,328	—	2,31	6,15	9,50	7,00
HE.	0,241	—	0,185	—	—	0,213	0,322	—	—	—	—	—
HU.	0,245	—	—	—	—	—	0,342	—	2,24	—	—	6,7
HE.	0,252	—	0,188	0,195	—	—	—	—	—	—	—	—
R.	0,258	—	—	—	—	0,234	0,393	—	3,00	8,10	12,5	9,35
HE.	0,265	—	0,191	—	0,214	0,228	0,403	2,12	—	—	—	—
R.	0,283	—	—	—	—	0,249	0,469	—	3,87	10,75	15,6	12,0
HE.	0,290	—	0,200	—	—	—	—	—	—	—	—	—
HU.	0,294	—	—	—	—	—	0,493	—	3,84	—	—	11,1
HE.	0,301	—	—	0,225	—	—	0,486	—	—	—	—	—
R.	0,308	—	—	—	—	0,266	0,567	—	4,87	13,5	19,5	15,5
HE.	0,309	—	—	—	—	0,251	—	—	—	—	—	—
HE.	0,314	0,176	—	—	0,250	—	—	—	—	—	—	—
HE.	0,319	—	—	—	—	—	0,577	—	—	—	—	—
HE.	0,324	—	0,206	—	—	—	—	3,76	—	—	—	—
R.	0,332	—	—	—	—	0,284	0,670	—	6,02	16,7	23,6	19,5
HU.	0,343	—	—	—	—	—	0,726	—	—	—	—	—
HE.	0,350	—	—	0,251	—	—	—	—	—	—	—	—
R.	0,356	—	—	—	—	0,306	0,795	—	7,29	19,8	28,5	23,7
R.	0,368	—	—	—	—	0,319	0,861	—	8,10	21,7	31,0	26,3
HE.	0,373	0,195	0,229	—	0,302	0,301	0,825	5,66	—	—	—	—
R.	0,381	—	—	—	—	0,335	0,940	—	8,85	23,7	34,0	29,0
HU.	0,392	—	—	—	—	—	0,860	—	—	—	—	—
R.	0,393	—	—	—	—	0,348	1,017	—	9,64	25,6	37,0	31,9
R.	0,405	—	—	—	—	0,358	1,097	—	10,2	27,5	39,2	34,5
R.	0,417	—	—	—	—	0,376	1,174	—	11,3	29,5	43,7	37,9
HE.	0,422	0,218	0,250	—	0,365	0,360	1,11	8,12	—	—	—	—
R.	0,430	—	—	—	—	0,394	1,285	—	12,3	31,5	47,8	41,4
R.	0,453	—	—	—	—	—	1,477	—	13,4	37,3	56,0	47,4
HE.	0,471	0,228	0,280	—	0,440	0,444	1,60	11,22	—	—	—	—
R.	0,479	—	—	—	—	—	1,706	—	16,6	42,5	—	55,0
R.	0,503	—	—	—	—	—	1,95	—	19,0	49,4	11,5	60,8
HE.	0,520	0,256	0,321	—	0,529	0,524	2,03	15,50	—	—	—	—
R.	0,551	—	—	—	—	—	2,49	—	24,9	63,8	15,1	73,0
HE.	0,569	0,286	0,365	—	0,619	0,629	2,60	19,40	—	—	—	—
P. ¹⁾	0,586	—	0,501	0,668	0,887	—	3,005	21,78	29,92	—	17,5	—
R.	0,600	—	—	—	—	—	3,18	—	31,6	80,7	19,6	—
HE.	0,618	0,318	0,413	—	0,812	0,759	3,31	24,50	—	—	—	—
R.	0,650	—	—	—	—	—	4,05	—	39,5	15,1	24,3	—

¹⁾ W. L. BRAGG und S. E. PIERCE, Proc. R. Soc. **94** 516. 1918.

Tabelle 31. (Fortsetzung.)

Beob- achter	Welle	Li	C	N	O	H ₂ O	Al	Fe	Cu	Mo	Ag	Pb
HE.	0,666	0,361	0,477	—	0,980	0,910	4,08	31,05	—	—	—	—
W.	0,708	—	0,667	—	1,000	—	5,278	36,93	46,33	20,48	30,79	101,7
R.	0,715	—	—	—	—	—	5,32	—	52,8	19,9	—	—
HE.	0,715	0,422	0,551	—	1,126	1,073	5,17	37,14	—	—	—	—
R.	0,743	—	—	—	—	—	5,83	—	—	22,6	—	—
HE.	0,764	—	0,663	—	1,337	1,310	6,30	45,65	—	—	—	—
R.	0,798	—	—	—	—	—	—	—	—	27,2	—	—
HE.	0,812	—	0,729	—	1,560	1,530	7,58	52,35	—	—	—	—
R.	0,847	—	—	—	—	—	—	—	—	32,3	—	—
HE.	0,861	—	0,838	—	—	1,80	8,96	60,60	—	—	—	—
R.	0,895	—	—	—	—	—	—	—	—	36,0	—	—
HE.	0,910	—	0,959	—	—	2,06	10,36	70,30	—	—	—	—
R.	0,943	—	—	—	—	—	—	—	—	43,4	—	—
HE.	0,958	—	1,119	—	—	2,43	12,19	79,63	—	—	—	—
HE.	1,006	—	1,311	—	—	2,74	14,03	91,70	—	—	—	—
HE.	1,054	—	1,470	—	—	3,19	16,55	—	—	—	—	—

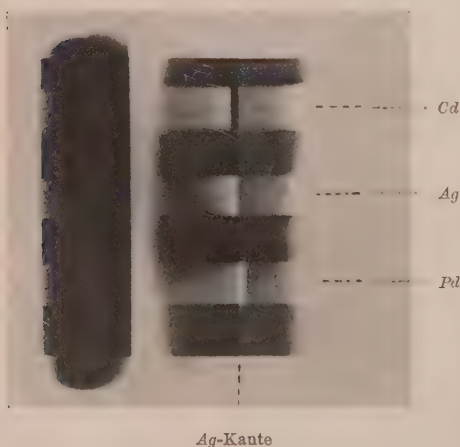
Die charakteristischen Absorptionsstellen, die sich in den Diagrammen über den Zusammenhang zwischen μ/ϱ und λ so deutlich bemerkbar machen, haben



Figur 104.

die spektrometrischen Methoden auch exakt nachzuweisen und auszumessen erlaubt. Schon BRAGG und SIEGBAHN vermuteten, daß die in den Spektrogrammen der kontinuierlichen Strahlung zutage tretende Struktur Absorptionsbanden des Silbers und des Broms in der photographisch wirksamen Schicht zu-

zuschreiben seien, die dort Eigenstrahlung und starke Schwärzung verursachen. WAGNER¹⁾ hat dafür den exakten Beweis gebracht und Absorptionsspektren der Metalle aufgenommen. Ein solches kontinuierliches Spektrum mit den Ag- und Br-Banden zeigt Fig. 104 zugleich mit dem Linienspektrum des Wolframs. Die Banden liegen bei 0,918 Å.-E. für Brom und 0,485 Å.-E. bei Silber. Der obere Teil des Spektrums (2) war durch 1,4 mm Al abgedeckt, die Linien und die Brombande sind fast völlig verschluckt, die Ag-Bande in erster und zweiter Ordnung (Ag_1) zu erkennen. Der Nachweis, daß es sich um Absorptionsbanden handelte, wurde dadurch erhärtet, daß mit geeigneten, unmittelbar auf die photographische Schicht aufgelegten Metallfolien die Absorptionsstreifen anderer nicht in der photographischen Schicht vorhandener Metalle erregt werden konnten.



Figur 105.

¹⁾ E. WAGNER, Ann. d. Phys. **46**, 868, 1915.

Tabelle 32.
Wellenlängen der Absorptionsbanden der K-Serie. (λ in Å.-E.)

Element	Z.		Beobachter	Element	Z.		Beobachter
Mg	12	9,5112	FRICKE	Te	52	0,383	WAGNER
Al	13	7,9470	"			0,385	BROGLIE
Si	14	—	"	I	53	0,3715	SIEGBAHN & J.
P	15	5,7580	"			0,3737	BL., D., SH.
S	16	5,0123	"			0,369	WAGNER
Cl	17	4,3844	"			0,369	BROGLIE
A	18	3,8657	"	Cs	55	0,3436	SIEGBAHN & J.
K	19	3,4345	"			0,3444	BL., D., SH.
Ca	20	3,0633	"			0,340	BROGLIE
Se	21	2,7517	"	Ba	56	0,3306	SIEGBAHN & J.
Ti	22	2,4937	"			0,3307	BL., D., SH.
V	23	2,2653	"			0,331	WAGNER
Cr	24	2,0675	"			0,327	BROGLIE
		2,0623	D. & F.	La	57	0,3186	SIEGBAHN & J.
Mn	25	1,8892	BL., D., SH.			0,3188	BL., D., SH.
		1,893	D. & F.			0,313	BROGLIE
Fe	26	1,7396	"	Ce	58	0,3064	SIEGBAHN & J.
		1,759	WAGNER			0,3068	BL., D., SH.
		1,7377	D. & F.			0,298	WAGNER
Co	27	1,6018	BL. D., SH.			0,300	BROGLIE
Ni	28	1,4890	"	Nd	60	0,2835	SIEGBAHN & J.
		1,502	WAGNER			0,2861	BL., D., SH.
Cu	29	1,386	"			0,282	WAGNER
		1,3785	BL., D., SH.	Sa	62	0,2636	SIEGBAHN & J.
Zn	30	1,2963	"	Eu	63	0,2543	"
Ga	31	1,1902	"	Gd	64	0,2456	"
Ge	32	1,1146	"	Tb	65	0,2398	BL., D., SH.
As	33	1,0439	"	Dy	66	0,2308	"
Se	34	0,9790	"			0,2294	SIEGBAHN & J.
Br	35	0,9179	"	Ho	67	0,2214	"
		0,914	BROGLIE	Tu	69	0,208	BROGLIE
		0,921	WAGNER	Yb	70	0,2015	BROGLIE
Rb	37	0,8143	BL., D., SH.	Lu	71	0,195	"
Sr	38	0,7696	"	W	74	0,1785	BL., D., SH.
Y	39	0,7255	"			0,1781	D. F. St.
Zr	40	0,6872	"	Os	76	0,1683	BL., D., SH.
		0,681	BROGLIE	Pt	78	0,1578	SIEGBAHN & J.
Nb	41	0,6503	BL., D., SH.			0,152	BROGLIE
Mo	42	0,6180	"			0,1581	D., F., St.
		0,611	BROGLIE	Au	79	0,1524	SIEGBAHN & J.
Ru	44	0,5584	BL., D., SH.			0,1541	BL., D., SH.
Rh	45	0,5330	"			0,149	BROGLIE
Pd	46	0,5075	"			0,1581	D., F., St.
		0,503	BROGLIE	Hg	80	0,1479	SIEGBAHN & J.
		0,513	WAGNER			0,1501	BL., D., SH.
Ag	47	0,4850	BL., D., SH.			0,146	BROGLIE
		0,483	BROGLIE			0,1491	D., F., St.
		0,490	WAGNER	Tl	81	0,1427	BL., D., SH.
Cd	48	0,4629	SIEGBAHN & J.			0,142	BROGLIE
		0,4632	BL., D., SH.			0,1448	D., F., St.
		0,468	WAGNER	Pb	82	0,1385	SIEGBAHN & J.
		0,460	BROGLIE			0,1424	BL., D., SH.
In	49	0,4434	BL., D., SH.			0,138	BROGLIE
Sn	50	0,4231	SIEGBAHN & J.			0,1410	D., F., St.
		0,4242	BL., D., SH.	Bi	88	0,1346	SIEGBAHN & J.
		0,425	WAGNER			0,133	BROGLIE
		0,421	BROGLIE			0,1372	D., F., St.
Sb	51	0,4065	BL., D., SH.	Th	90	0,1127	SIEGBAHN & J.
		0,405	WAGNER			0,1131	D., F., St.
		0,401	BROGLIE	U	92	0,1048	SIEGBAHN & J.
Te	52	0,3877	SIEGBAHN & J.			0,1075	D., F., St.
		0,3896	BL., D., SH.				

Literatur zur Tab. 32: H. FRICKE, Phys. R. **16**. 202. 1920; DUANE und KANG-FUH-HU, Phys. Rev. **14**. 516. 1919; E. WAGNER, Ann. d. Phys. **46**. 868. 1915; BLAKE und DUANE, Phys. Rev. **10**. 98. 697. 1917; DUANE und SHIMIZU, Phys. Rev. **13**. 281. 1919; SIEGBAHN und JÖNSSON, Phys. Ztschr. **20**. 251. 1919; DUANE und STENSTRÖM, Proc. Nat. Acad. **6**. 477. 1920; DUANE, FRICKE und STENSTRÖM, Proc. Nat. Acad. **6**. 607. 1920; M. D. BROGLIE, C. R. **157**. 924. 1913.

Tabelle 33.
Wellenlängen der Absorptionsbanden der *L*-Serie.

Element	Z.	L_1	L_2	L_3	Beobachter
W	74	1,220	1,083	1,041	SIEGBAHN
		1,230	1,081	1,025	WEBSTER & CLARK, Phys. Rev. 9 . 571. 1917.
		1,2136 $\pm$ 1	1,0726 $\pm$ 5	1,028 $\pm$ 3	DUANE & PATTERSON, Proc. Nat. Ac. 6 . 509. 1920.
Pt	78	1,069	0,935	0,893	SIEGBAHN
		1,077	0,935	—	WEBSTER & CLARK
		1,072	0,934	—	WAGNER, Ann. 46 . 868. 1915.
Au	79	1,0705 $\pm$ 3	0,9321 $\pm$ 3	0,8885 $\pm$ 9	DUANE & PATTERSON
		1,038	0,898	0,858	SIEGBAHN
		1,042	0,914	—	DUANE & SHIMIZU, Phys. Rev. 13 . 198. 1919.
Hg	80	1,0383 $\pm$ 3	0,8993 $\pm$ 3	0,8606 $\pm$ 6	DUANE & PATTERSON
		1,006	—	—	SIEGBAHN
		1,0067 $\pm$ 5	0,8700 $\pm$ 3	0,8335 $\pm$ 9	DUANE & PATTERSON
Tl	81	0,974	0,840	—	SIEGBAHN
		0,9776 $\pm$ 3	0,8415 $\pm$ 3	0,8055 $\pm$ 14	DUANE & PATTERSON
Pb	82	0,9487	0,8128	0,7808	DUANE & SHIMIZU
		0,9497 $\pm$ 3	0,8133 $\pm$ 3	0,7803 $\pm$ 9	DUANE & PATTERSON
Bi	83	0,921	0,786	0,753	SIEGBAHN
		0,9216 $\pm$ 3	0,7872 $\pm$ 3	0,7532 $\pm$ 9	DUANE & PATTERSON
Ra	88	0,802	0,670	—	SIEGBAHN
Th	90	0,757	0,624	0,604	SIEGBAHN
		0,7596 $\pm$ 3	0,6286 $\pm$ 3	0,6044 $\pm$ 7	DUANE & PATTERSON
U	92	0,718	0,588	0,564	SIEGBAHN
		0,7214 $\pm$ 3	0,5918 $\pm$ 3	0,5685 $\pm$ 7	DUANE & PATTERSON

Tabelle 34.
Wellenlängen der Absorptionsbanden der *M*-Serie.

Element	Z.	M_1	M_2	M_3	M_4	M_5
Bi	83	4,762	4,569	3,894		
Th	90	3,721	3,552	3,058	2,571	2,388
U	92	3,491	3,326	2,873	2,385	2,228

W. STENSTRÖM, Diss. Lund; COSTER, Phys. Rev. **19**. 22. 1922.

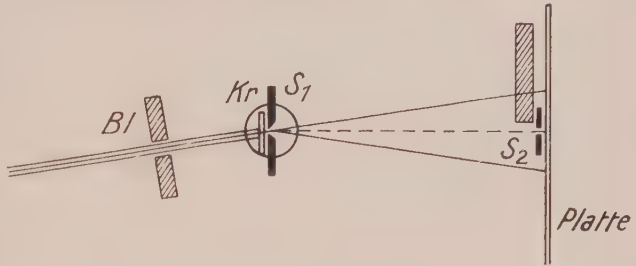
Fig. 105 zeigt das für Cd, Ag, Pd. (Damit die Absorption in der Metallfolie nicht störe, wurde die Platte durch das Glas hindurch bestrahlt.) Die Fluoreszenz der Atome in der photographischen Schicht erhöht also die Schwärzung, daher hat die Schwärzung der Platte im kontinuierlichen Spektrum mit der wahren Intensitätsverteilung recht wenig zu tun. Auch DE BROGLIE¹⁾ hat derartige Absorptionsspektrogramme aufgenommen. Mit dem Ionenspektrometer maßen die Lage der Absorptionsbanden BLAKE und DUANE²⁾, DUANE und SHIMIZU³⁾ mit Coolidgerohr und Gleichstromspannung. Um Einwendungen DUANES gegen die spektrophotographische Methode zu begegnen, die sich auf die variable Eindringtiefe verschieden harter Strahlen in den Kristallen bezogen, arbeiteten SIEGBAHN und

¹⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **158**. 1493. 1914.

²⁾ F. C. BLAKE und W. DUANE, Phys. Rev. **10**. 697. 1917.

³⁾ W. DUANE und T. SHIMIZU, Phys. Rev. **14**. 516. 1919; s. auch O. B. OVERN, Phys. Rev. **18**. 350. 1921.

JÖNSSON¹⁾ nach Art der RUTHERFORDSchen Transmissionsmethode mit einer von SEEMANN²⁾ zuerst angegebenen Anordnung, bei der der Kristall unmittelbar vor dem Spalt von den Röntgenstrahlen durchkreuzt wird (Fig. 106). Vorher durchsetzen die Strahlen noch die Blende *B* und eine dort aufgestellte Pappküvette, die die absorbierenden Körper enthält. Spalt 2 dient zur Einjustierung und zum Anbringen einer Nullmarke auf den Photographen. Die Tab. 32, 33, 34 enthalten die Versuchsergebnisse, und ihre Beobachter, sie sind zum Teil schon den Tabellen über die Emissionslinien beigelegt worden.

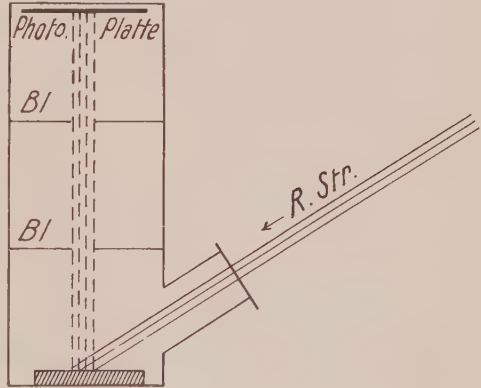


Figur 106.

Trägt man in ein Diagramm $\left(\sqrt{\frac{1}{\lambda}}\right)$ und *Z* auf, so liegen die Werte annähernd, aber nicht exakt auf Geraden. Besser erfüllt scheint eine von DUANE und KANG-FUH-HU³⁾ zuerst angegebene und an den *K*-Absorptionsgrenzen geprüfte Beziehung, wonach die aus der Quantengleichung $h \cdot \nu = m v^2 / 2$ berechneten Elektronengeschwindigkeiten die Gleichung $v = v_0 (Z - 1,5)$ erfüllen. Dabei ist $v_0 = 0,00678 \cdot c$ und $m = m_0 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. m_0 = Ruhemasse der Elektronen.

Sekundäre Elektronenstrahlung.

Ältere Untersuchungen. SAGNAC zeigte in einer Reihe teils von ihm allein, teils in Gemeinschaft mit CURIE ausgeführter Arbeiten⁴⁾, daß von Körpern, die von Röntgenstrahlen getroffen werden, außersekundären Röntgenstrahlen eine sehr stark absorbierbare Strahlung ausgehe, die für viele damals bereits bekannte Wirkungen der Röntgenstrahlen verantwortlich zu sein schien: für die entladende Wirkung, die schon RÖNTGEN feststellte, für die Aufhebung der Verzögerung des Funkenpotentials, die SWYNGEDAUF⁵⁾ fand, für die Aufladung der bestrahlten Körper im Vakuum, die RIGHI⁶⁾ feststellte usw. SAGNAC faßte die Strahlung als Elektronenemission auf, die stark vom Atomgewicht des Strahlers abhängt.⁷⁾



Figur 107.

DORN⁸⁾ gelang der Nachweis, daß bei der Absorption von Röntgenstrahlen Elektronen emittiert werden. In einem (Fig. 107)

¹⁾ M. SIEGBAHN und E. JÖNSSON, Phys. Ztschr. **20**, 251. 1919.

²⁾ H. SEEMANN, Phys. Ztschr. **11**, 242. 1917.

³⁾ W. DUANE und KANG-FUH-HU, Phys. Rev. **11**, 489. 1918.

⁴⁾ Bericht über die zahlreichen Arbeiten gibt G. SAGNAC, Phys. Ztschr. **7**, 41. 1904.

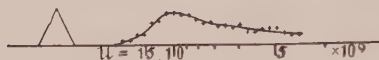
⁵⁾ SWYNGEDAUF, C. R. **122**, 344. 1896.

⁶⁾ A. RIGHI, C. R. **122**, 376. 1896.

⁷⁾ Spätere Untersuchungen von H. MOORE (Proc. Phys. Soc. Mai 1915) zeigten, daß das Anwachsen mit der 4. Potenz des Atomgewichts geschehe.

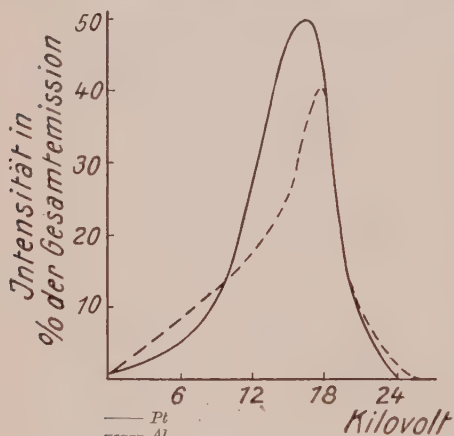
⁸⁾ E. DORN, Arb. d. Naturf. Ges. Halle. **20**, Jan. 1900.

mit Blenden *B* ausgestatteten evakuierten Gefäß schwärzen sie eine photographische Platte oder laden sie einen an deren Stelle befindlichen Faradaykäfig, sie lassen sich elektrostatisch und magnetisch ablenken. Aus ihrer Ablenkung bestimmte BESTELMEYER¹⁾ ihre spezifische Ladung zu $1,72 \cdot 10^7$ elektromagnetischen Einheiten. Gehen



Figur 108.

einer Al-Antikathode bei 58 kV unter verschiedenen Winkeln in einem evakuierten Gefäß auf eine Elektrode auffallen, der in 1,5 cm Entfernung ein Faradayzylinder gegen-



Figur 109.

überstand. Zwischen beiden wurde eine verzögernde Spannung angelegt, die den Elektronenausritt gerade verhinderte. Daraus konnte die Geschwindigkeit der Elektronen erschlossen werden. Fig. 109 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung bei Pt und Al; als Abszissen die Geschwindigkeiten in Kilovolt, als Ordinaten die Intensität bei der betreffenden Geschwindigkeit in Prozenten der Gesamtintensität. Es zeigten sich auch kleinere Geschwindigkeiten, als sie aus den photographischen Aufnahmen bekannt waren. Die große Verschiedenheit der Geschwindigkeiten konnte teils in der Inhomogenität der Röntgenstrahlen, teils in der verschiedenen Entstehungstiefe ihre Ursache haben.

Die Maximalgeschwindigkeit war von der Intensität unabhängig⁴⁾, sie wuchs mit der Röhrenspannung (Härte der Strahlen). Durch Filtern der Röntgenstrahlen änderte sich die Verteilung nicht. Die Zahl der Elektronen ist proportional der Intensität der Röntgenstrahlen, wie ANGERER⁵⁾ mit kalorimetrischer Energiemessung und HOLTSMARK aus der Entfernung der Strahlquelle zeigte.

SEITZ⁶⁾ hat mit sehr weichen Röntgenstrahlen (bei 2,5, 4,5, 6 kV mit einer Hochspannungsdynamo erzeugt), die er aus einer Fensterröhre austreten ließ, trotz fast homogener Kathodenstrahlen, die sekundären Elektronen von sehr verschiedener Geschwindigkeit gefunden. Die verschiedene Entstehungstiefe schien die Ursache zu sein. Die Maximalgeschwindigkeit war gleich der Geschwindigkeit der primären

¹⁾ A. BESTELMEYER, Ann. d. Phys. **22**, 429. 1907.

²⁾ Ähnliche Untersuchungen führten aus: P. D. INNES, Proc. Roy. Soc. **79**, 442. 1907. — R. v. LIEBEN, Phys. Ztschr. **4**, 469. 1913.

³⁾ J. LAUB, Ann. d. Phys. **26**, 712. 1908.

⁴⁾ Dies fand auch INNES, l. c.

⁵⁾ E. ANGERER, Ann. **21**, 87. 1906. — HOLTSMARK, Ann. **10**, 522. 1903.

⁶⁾ W. SEITZ, Phys. Ztschr. **11**, 705. 1910.

Kathodenstrahlen; EVERLING¹⁾ fand sie unabhängig vom Material, in dem sie ausgelöst wurden. Das Verhältnis der Intensitäten der Elektronenstrahlung aus Platin und Aluminium wurde zu etwa 3,7 gefunden. Die Kurven für die Zahl der austretenden Elektronen in Abhängigkeit von der Größe der verzögernden oder beschleunigenden Spannung zeigen durchaus den gleichen Charakter wie die entsprechenden aus dem Gebiete der Lichtelektrizität von LENARD, LADENBURG, v. BAEYER.

Die Röntgenstrahlung ist ein Ergebnis der Umwandlung der kinetischen Energie der Elektronen in Strahlungsenergie. Umgekehrt werden beim Auftreffen der Röntgenstrahlen auf Materie, Elektronen in Bewegung gesetzt und treten, wenn sie daran nicht verhindert werden, mit einer der hohen Frequenz entsprechenden Wucht aus — ein Vorgang, der durchaus den Erscheinungen des Photoeffekts beim sichtbaren und ultravioletten Lichte entspricht. Alle beim Photoeffekt gefundenen Gesetzmäßigkeiten finden sich daher auch hier wieder, nur treten sie, durch Röntgenstrahlen erregt, in einfacherer Form auf. Bei der großen Wucht der hier ausgelösten Elektronen spielen Austrittsarbeit, Kontaktpotential, Oberflächenbeschaffenheit keine Rolle, daher treten auch keine Ermüdungserscheinungen auf.

BEATTY²⁾ ließ *K*-Strahlen der Elemente Fe, Cu, Zn, As, Sn auf Silber wirken und bestimmte die Elektronenemission aus der Ionisation in der Kammer bei verschiedenem Gasdruck. Die einzelnen Anteile an der auftretenden Gesamtionisation, die der sekundären Röntgenstrahlung und der Elektronenstrahlung zukommen, lassen sich leicht trennen, aus den Ionisationskurven ablesen, da die Wirkung der Elektronen nicht mehr zunimmt, wenn der Gasdruck so groß geworden ist, daß alle Elektronen absorbiert werden, die Wirkung der Röntgenstrahlen aber proportional dem Gasdruck zunimmt (siehe S. 36). BEATTYs Versuche ergeben, daß mit zunehmender Frequenz der *K*-Strahlung die Elektronengeschwindigkeit wächst.³⁾ Der Aggregatzustand war ohne Einfluß auf die Emission des Elements.

C. A. SADLER wies nach⁴⁾, daß die mit *K*-Strahlen erregten Elektronen in Gasen exponentiell absorbiert werden. Al, Fe, Cu, Ag, Elemente von ganz verschiedenem Atomgewicht, senden unter Einwirkung gleicher *K*-Strahlen (gleicher Wellenlänge) Elektronen derselben Geschwindigkeit aus. Einige seiner Zahlen enthält die Tabelle 35, in der die verschiedenen Geschwindigkeiten durch die Absorption in Luft charakterisiert sind.

Tabelle 35.

Elektronenstrahlen von			<i>K</i> -Strahlen von					
	Z	ϱ	Zn	As	Sr	Mo	Ag	Sn
Al	13	2,7	—	29,6	20,0	15,2	8,90	6,54
Fe	26	7,79	35,8	30,2	21,5	15,5	8,84	6,41
Cu	29	8,95	36,2	30,4	20,8	15,2	8,81	6,67
Ag	47	10,17	35,4	30,2	21,2	15,4	8,78	6,63

} μ -Luft in
cm⁻¹

Der Absorptionskoeffizient der Elektronenstrahlen ist danach unabhängig von der Natur des bestrahlten Metalls, er hängt nur ab von der Wellenlänge der Erregerstrahlung, er ist um so kleiner, je kurzwelliger die auffallende Strahlung ist.

SADLER fand, daß die Elektronenstrahlen ein treuer Begleiter jeder sekundären Röntgenstrahlung seien, er fand sie aber besonders stark, wenn das Element kräftige

¹⁾ E. EVERLING, Diss. Halle 1912.

²⁾ R. T. BEATTY, Proc. Cambr. Soc. **15**, 416. 1911 und Proc. Roy. Soc. **85**, 230. 1911.

³⁾ Vgl. dazu C. D. COOSKAY, Sill. Journ. **24**, 285. 1904.

⁴⁾ C. A. SADLER, Phil. Mag. **19**, 430. 1910.

Fluoreszenzstrahlen aussendet. WIDDINGTON¹⁾ bestätigte diese selektive Elektronenemission; er erhielt bei einer Röntgenröhrenspannung von 3,4 kV an Ni, Cu, Zn, Ag, Pb keine wesentliche Elektronenstrahlungen, dagegen eine starke an Aluminium und Platin.

SADLER sowohl wie BEATTY fanden, daß infolge der starken Absorption die Elektronenstrahlen nur eine kurze Reichweite besitzen; SADLER bestimmte sie mit einer verschiebbaren Elektrode, BEATTY durch Variation des Gasdrucks bei festen Elektroden. WIDDINGTON²⁾ zeigte, daß die Ergebnisse über Reichweite und Absorption sich darstellen ließen durch die Beziehung $\mu \cdot A^4 = \text{konst.}$, wobei A das Atomgewicht des K -Strahlers ist. An Kathodenstrahlen hatte er experimentell nachgewiesen, daß die Geschwindigkeitsabnahme in der Materie erfolge nach einer zuerst von J. J. THOMSON aufgestellten Gleichung $v_0^4 - v^4 = a \cdot x$, wenn v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons ist, v seine Endgeschwindigkeit, nachdem es in der Materie den Weg x zurückgelegt hat. Aus den festgestellten Reichweiten der sekundären Elektronenstrahlen schloß er, daß auch $\mu v_0^4 = \text{konst.}$ ist. Aus beiden Beziehungen zusammengenommen ergibt sich, daß die Anfangsgeschwindigkeit der ausgelösten Elektronenstrahlen proportional ist dem Atomgewicht des die erregenden K -Strahlen aussendenden Materials. Die Proportionalitätskonstante selbst folgt aus BEATTYS Messungen zu 10^8 , so daß gilt

$$v = A \cdot 10^8.$$

Das gleiche Gesetz beherrscht auch die kritische Geschwindigkeit, die die Kathodenstrahlen haben müssen, damit sie in dem Material der Antikathode die Fluoreszenzstrahlung erregen können (Vgl. S. 71). Es ist also die Maximalgeschwindigkeit der durch Fluoreszenzstrahlung ausgelösten Elektronen gleich der kritischen Elektronengeschwindigkeit, die zur Erregung der Fluoreszenz notwendig ist. (SEITZ³⁾ hatte bei seinen Versuchen das gleiche gefunden.)

Wenn ein Röntgenstrahlbündel der Intensität R auf der Bahn von 1 cm an die Elektronen die Energie εR abgibt, so ist die auf einer Strecke dx zur Elektronenemission verwendete Energie $dR = \varepsilon \cdot R \cdot dx$; es nimmt die Energie des Röntgenstrahlbündels daher ab nach dem Gesetz $R = R_0 \cdot e^{-\varepsilon x}$. Besitzt die Röntgenstrahlung einen Absorptionskoeffizienten μ_1 , ist sie streng monochromatisch und erteilt sie allen Elektronen die gleiche Geschwindigkeit, so dürfen wir den Elektronen einen konstanten Absorptionskoeffizienten der Größe μ_2 zuschreiben. Wird dann eine Körperfläche S von Röntgenstrahlen getroffen, so strahlt sie unter einem Winkel φ in Form von sekundären Elektronen eine Energie aus gleich

$$S \cdot \frac{\varphi}{2\pi} \varepsilon R \int e^{-(\mu_1 + \mu_2)x} dx = \frac{\varphi}{2\pi} S \varepsilon R \frac{1}{\mu_1 + \mu_2}.$$

Die räumliche Verteilung der Elektronenstrahlung um den Strahlkörper ist keine gleichmäßige. HERWEG⁴⁾ schloß dies aus der ungleichmäßigen Schwärzung eines Röntgenrohres mit dünner Holzkohlenantikathode. BEATTY⁵⁾ wies die unsymmetrische Verteilung exakt nach an der Elektronenstrahlung einer Metallfolie, die isoliert in einem Ionisierungsgefäß saß. Dünne Papierschichten, deren Elektronenemission verschwindend klein und zu vernachlässigen war, konnten erstens auf beiden, zweitens auf der Eintritts-, drittens auf der Austrittsseite der Röntgenstrahlen auf die Folie gelegt werden. Die durch die Röntgenstrahlen (und die Elektronenemission der Gefäßwände) verursachte Ionisation blieb immer die gleiche, aber der zweite und dritte Fall unterschieden

¹⁾ R. WIDDINGTON, Proc. Roy. Soc. **85**, 99, 1911.

²⁾ R. WIDDINGTON, Proc. Roy. Soc. **86**, 371, 1912.

³⁾ W. SEITZ, a. a. O.

⁴⁾ J. HERWEG, Phys. Ztschr. **2**, 170, 1910.

⁵⁾ R. T. BEATTY, Proc. Cambr. Soc. **15**, 492, 1910.

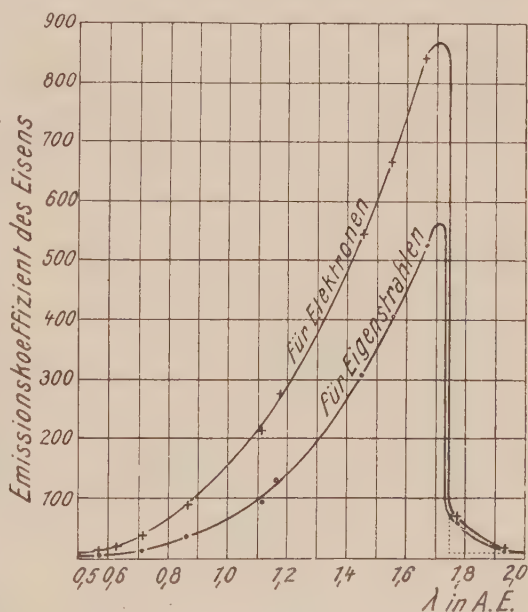
sich, da die Metallfolie (Cu oder Ag) dann nur nach der Austritts- oder Eintrittsseite der Erregerstrahlen Elektronen sandte. Die Unsymmetrie wuchs mit der Röhrenhärte.

Ein Polarisations einfluß, eine Abhängigkeit der Elektronenemission von der Richtung des elektrischen Vektors im auffallenden Bündel ist nicht nachgewiesen. Daß bei streifender Inzidenz die Zahl der Elektronen stark anwächst, hat seine Ursache in der geringen Eindringtiefe (senkrecht zur Fläche); die näher der Metalloberfläche ausgelösten Elektronen können das Metall leichter, zahlreicher verlassen.

HÖPFNER¹⁾ stellte mit Hilfe der RUTHERFORD-GEIGERSchen Methode zur Auszählung der Teilchen einer korpuskularen Strahlung fest: Die Elektronenemission wächst mit der Intensität der Röntgenstrahlen, sie ist ihr aber nicht proportional. Sie setzte stets im gleichen Momente ein, in dem seine Platinscheibe von Röntgenstrahlen getroffen wurde. Sie ist von Anfang an konstant; eine „Akkumulationszeit“ konnte nicht festgestellt werden.

Intensität der Elektronenemission und Wellenlänge der Erregerstrahlen.

Beträgt die zur Elektronenemission verwandte Energie $dR = \epsilon R d\alpha$, so läßt sich die Größe ϵ auch als Elektronenemissionskoeffizient definieren. Wenn das Element, das emittiert, im Gebiete der auffallenden Strahlung keine stark selektive Absorption hat, so scheint nach Messungen SADLERS der Emissionskoeffizient mit zunehmender Härte der Erregerstrahlen abzunehmen. Er fand ihn bei Al, Fe, Cu, Ag von der in Tab. 36 angegebenen Größe in willkürlichen Einheiten. Bei Aluminium, das kein Gebiet selektiver Absorption aufweist, sinkt der Emissionskoeffizient stetig mit abnehmender Wellenlänge. Bei Eisen, das die Nickelstrahlung stark absorbiert, steigt die Emission der Elektronen in der Nähe der Absorptionsbande stark an, um dann bei weiter wachsender Frequenz wieder abzusinken. (In die letzte Reihe ist zum Vergleiche die Emission charakteristischer Strahlung des Eisens bei gleicher Erregerstrahlung eingetragen.) Das zeigt auch Fig. 110, in die diese Emissionswerte des Eisens eingezeichnet sind. Daß in der Figur der Abfall nach der Seite der langen Wellen nicht noch steiler ist, der Anstiegspunkt nicht noch tiefer liegt, folgt daraus, daß die K-Strahlung des Kobalts eben auch β -Komponenten enthält, die für die Elektronenemission des Eisens schon wirksam sind; wäre mit homogener $K\alpha$ -Strahlung gearbeitet worden, so würde nach heutiger Kenntnis der Verhältnisse die Kurve den gestrichelten Verlauf nehmen. So erklärt sich nun auch der schon S. 118 erwähnte Befund WIDDINGTONS, der bei einer Röhrenspannung von 3,4 kV nur an Al und Pt, nicht an Cu, Ni usw. Elektronenemission erhielt; seine Röntgenstrahlung lag im Gebiet der K-Absorption des Aluminiums und der L-Absorption des Platins.



Figur 110.

¹⁾ E. HÖPFNER, Diss. Greifswald 1914.

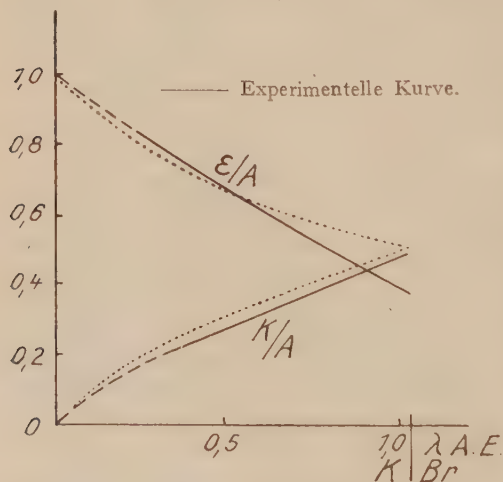
Tabelle 36.

Relative Elektronen- Emission von	K-Strahlung von (in Å.-E.)											
	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	As	Se	Sr	Mo	Rh	Ag	Sn
	1,93	1,78	1,66	1,54	1,44	1,17	1,11	0,87	0,71	0,62	0,56	0,49
Al	13,1	13,0	—	—	12,6	12,1	11,9	11,2	9,80	6,42	5,42	3,54
Fe	21,6	53,9	850	669	545	278	218	90,1	39,4	24,5	18,8	10,7
Cu	25,3	—	—	52,2	137	430	325	125	56	30,8	23,1	12,8
Ag	584	555	536	510	491	436	395	256	141	70,1	48,8	44,6
Emission d. Fe f. Fluor.-Str.	20	514	526	403	307	137	96	43,9	18,3	—	8,0	4,7

Ganz ähnlich wie bei den Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und wahrer Absorption finden wir nun bei der Elektronenemission, daß immer nur im Gebiete einer Absorptionsbande die Emission beträchtliche Werte annehmen kann. Die Gesamtemission an Elektronen ist eine Wirkung der einzelnen K -, L -, M -, N -Absorptionsbanden. Auch eine der Streustrahlung entsprechende Elektronenemission kann man annehmen, doch ist sie sicherlich wenig intensiv: fast alle Elektronenemission scheint selektiv zu sein. Die gesamte Elektronenemission wird dann ein der Fig. 99, S. 106, analoges Bild geben.

BARKLA und SHEARER¹⁾ ließen auf Silber die K -Strahlen von Ag, Sn, Sb und J wirken. Die K -Strahlen von Ag und Sn vermögen im Silber nur L - und M -Absorption zu veranlassen, die von Sb und J auch K -Absorption. Aus den erhaltenen Ionisationskurven und den daraus ermittelten Reichweiten schlossen die Verfasser, daß die maximale Geschwindigkeit der bei der K - oder L -Absorption emittierten Elektronen annähernd gleich sei.

Geschieht die Elektronenemission aus den Atomen eines Gases, so wird bei genügendem Drucke jedes Elektron sich anlagern und zu einem negativen Ion werden, ebenso bildet jedes positive Restatom entweder selbst oder durch Anlagerung ein Ion. Der Sättigungsstrom, den man in solchem Falle erhält, gibt ein Maß für die gesamte Elektronenstrahlung. BARKLA und THOMAS²⁾ unter-



Figur 111.

der Einwirkung der K -Strahlen von Cu bis Ce. Zwecks vollständiger Absorption wurde die Kammer mit isolierter Zentralelektrode sehr groß, als ein Zylinder von 68 cm Länge und 44 cm Weite, gewählt. Luft diente als Vergleichsgas und die im Brom erregte Fluoreszenzstrahlung hatte keine große ionisierende Wirkung, da jedes Element für seine Eigenstrahlen besonders durchlässig ist. So lange die erregende Welle größer war als die der K -Strahlung des Broms, entstanden nur L - und M -Elektronen, wurde sie kleiner, auch K -Elektronen. Die Differenz gibt die Ionisation der K -Elektronen. Bei jeder der verwendeten Röntgenwellen konnte durch den Vergleich

¹⁾ BARKLA und SHEARER, Phil. Mag. **30**. 745. 1915.

²⁾ BARKLA und THOMAS, Phil. Trans. **217**. 325. 1917.

mit Luft die Wirkung der K - und die der L - und M -Elektronen gesondert bestimmt werden. BARKLA und THOMAS bestimmten dann das Verhältnis der zur Elektronenemission verwendeten Energie zur absorbierten und ebenso das der zur Erregung der K -Fluoreszenz verwendeten Energie zur gesamten absorbierten Energie: die beiden in die Fig. 111 eingetragenen Größen E/A und K/A . Wenn die primäre Erregungswelle gerade etwas kleiner ist als die der Brom- K -Bande, so wird die beträchtliche absorbierte Energie in gleichen Teilen zur Erregung der Eigenstrahlen und zur Elektronenemission verwendet; bei abnehmender Wellenlänge wird das Verhältnis der Elektronenenergie zur gesamten absorbierten Energie größer, das der Fluoreszenzenergie zur absorbierten Energie kleiner. (Die absorbierte Gesamtenergie wird natürlich auch wesentlich geringer.) Bei sehr kleinen Wellenlängen wird die selektiv absorbierte Energie fast nur zur Elektronenemission verbraucht.

Auflösung der Elektronenstrahlen in Gruppen verschiedener Geschwindigkeit.

Als man erkannt hatte, daß die scheinbar monochromatischen K -, L -, M -Serien aus Gruppen einzelner Linien bestehen, untersuchte man auch, ob die emittierten Elektronen ganz bestimmte diskrete Geschwindigkeiten besitzen.

Dahin gehören zunächst Versuche von ROBINSON und RAWLINSON¹⁾, die die Strahlung einer Röhre mit Nickelantikathode und Aluminiumfenster durch ein dünnes Glimmerblättchen in ein evakuiertes Gefäß treten und dort auf dünne Platin- und Eisenschichten fallen ließen (Fig. 112). Die im Strahler S ausgelösten Elektronen werden durch ein senkrecht zur Zeichenebene stehendes Magnetfeld abgelenkt und durch entsprechende Blenden begrenzt; sie geben auf der photographischen Platte bei 12stündiger Expositionszeit getrennte, etwa 2 mm breite Linien. Die Krümmungsradien der Linien, die mit Fe als Strahler erhalten wurden, ließen Geschwindigkeiten errechnen, die nach der Quantenformel



Figur 112.

$$h\nu = \frac{mv^2}{2}$$
 mit den zur Erregung der K -Strahlen des Nickels und des Eisens nötigen Mindestgeschwindigkeiten übereinstimmten. Vgl. Tab. 16, S. 72. KANG-FUH-HU²⁾ hat diese Versuche mit einer Coolidgeöhre, Wo-Antikathode und konstanter Gleichspannung wiederholt. Bei Eisen und Blei als Strahlquellen der Elektronen erhielt er ein kontinuierliches magnetisches Spektrum mit scharfer Grenze, und diese maximale Geschwindigkeit stand in Einklang mit der nach der Quantenbeziehung aus der Röhrenspannung bestimmten Geschwindigkeit bis auf 5% und weniger. Außerdem erhielt er bei Silber als Strahler im Spektrum zwei Streifen, die den $K\alpha$ - und $K\beta$ -Dubletten entsprachen. Trotz 25stündiger Belichtung konnte er aber keine dem Pb- L -Spektrum entsprechenden Linien finden. L. SIMONS³⁾ hat versucht, mit der von BEATTY benutzten Methode der Ionisationsmessung⁴⁾ aus der Absorption der Elektronen längs ihrer Bahn mehrere Maximalgeschwindigkeiten zu bestimmen. Trotzdem die Versuche keine allzu genauen Entscheidungen zulassen, findet er Übereinstimmung mit den Gleichungen

$$\frac{mv_1^2}{2} = h\nu - h\nu_K$$
 und

$$\frac{mv_2^2}{2} = h\nu - h\nu_L.$$
 Er setzt also die Auslösungsarbeiten gleich $h\nu_K$ und $h\nu_L$; es gehört dann zur K -Frequenz die langsamere Strahlung, weil die Austrittsarbeit höher ist. (Vielleicht ließe sich so erklären, warum BARKLA und SHEARER die Maximalgeschwindigkeiten der K - und L -Elektronen ungefähr gleich fanden.)

¹⁾ H. ROBINSON und W. F. RAWLINSON, Phil. Mag. **28**, 277. 1914.

²⁾ KANG-FUH-HU, Phys. Rev. **11**, 505. 1918.

³⁾ L. SIMONS, Phil. Mag. **42**, 120. 1921.

⁴⁾ Siehe S. 107.

Auch M. DE BROGLIE¹⁾ hat nach der Methode von ROBINSON und RAWLINSON magnetische Spektre der Elektronenstrahlung von Mo bis Ba aufgenommen und für den Bandenkopf die Beziehung $\frac{m v^2}{2} = h \nu$ erfüllt gesehen, wobei ν die Frequenz der K-Absorptionsbande ist. Es scheint, daß die Elektronen aus den verschiedenen Niveaus des Atoms herausgehoben werden müssen und daß sie dabei einen Teil der absorbierten Energie verbrauchen. —

Schlußbemerkung. Haben wir auch zurzeit noch keine Theorie der Röntgenstrahlen, die alle Eigenschaften der Bremsstrahlung und der charakteristischen Strahlung restlos zu deuten vermag, so wissen wir doch, daß beide Strahlungen ihrer Natur nach wesensgleich und auch, daß sie wesensgleich mit dem Lichte und allen elektromagnetischen Wellenstrahlen sind und sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raume ausbreiten. Die optischen Eigenschaften der Röntgenstrahlen, vor allem ihre Polarisierung und die Interferenzerscheinungen, lassen sich bis jetzt nur durch die elektromagnetische Lichttheorie befriedigend darstellen, doch müssen in sie, vor allem, um die Grenzen des Spektrums deuten zu können, die Bedingungen der Quantentheorie nach EINSTEIN'S Beispiel eingeführt werden. Die Emission der Eigenstrahlen vermag die elektromagnetische Lichttheorie nicht zu geben, sie läßt sich nur durch die BOHR'Sche Atomtheorie in Verbindung mit der Quantentheorie befriedigend deuten. Ebenso wenig kann die elektromagnetische Lichttheorie die Energievorgänge bei der durch Röntgenstrahlen ausgelösten Elektronenemission darstellen, auch sie sind nur durch die Annahme unteilbarer Strahlungsquanten verständlich:

Ein Kathodenstrahlelektron von der Wucht $\frac{m \cdot v^2}{2}$, das günstig mit einem Atom zusammentrifft, erzeugt ein Quantum Strahlung $h \cdot \nu = \frac{m \cdot v^2}{2}$; dieses Quantum

pflanzt sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raume fort, bis es wieder irgendwo günstig ein Atom trifft und dort seine ganze Energie verwendet, um aus ihm ein Elektron auszulösen, das als oberen Grenzwert seiner Geschwindigkeit die des ursprünglichen Kathodenstrahlelektrons haben kann. Die reiche praktische und theoretische Erforschung des ganzen Gebietes der Röntgenstrahlen läßt erhoffen, daß in wenigen Jahren alle Erscheinungsformen der Röntgenstrahlen einheitlich gedeutet werden können.

¹⁾ M. DE BROGLIE, C. R. **172**, 274. 1921.

Namenverzeichnis.

- ABRAHAM, M.**, Bremstheorie 2. 54.
 — u. **VILLARD**, Voltmeter 60.
ADAMS, J., Nutzeffekt 60.
AMRHEIN, Röntgenröhre 4.
ANDRADE u. RUTHERFORD, Transmissionsmethode 28.
ANGERER, E., Ionisation 37. 116.
 — Energiemessung 60.
ATHANASIADIS, G., Wirkung auf Selen 48.
AURÈN, T., Absorption bei verschiedener Wellenlänge 109.
AYRES, T. u. BARKLA, Räumliche Intensitätsverteilung 57. 98. 99.
- BACK, E. u. DESSAUER, FR.**, Mindestwellenlänge (Uran-*K*-Strahlen) 60. 86.
BARKLA, C. G., Polarisation 2. 55. 100.
 — Entdeckung der charakteristischen Strahlung 67.
 — *K*- und *L*-Reihe 69.
 — Brechung 11.
 — Biologische Wirkung 48.
 — *J*-Strahlung 87.
 — Streustrahlung 97. 98. 100.
 — u. **AYRES, T.**, Räumliche Intensitätsverteilung 57. 98. 99.
 — u. **MIß DUNLOPP**, Streukoeffizient 100.
 — u. **NICOL, J.**, Charakteristische Strahlung 67.
 — u. **PHILPOT, A. J.**, Ionisation 38.
 — u. **SADLER, C. A.**, Charakteristische Strahlung 2. 67. 102.
 — Streukoeffizient 100.
 — u. **SHEARER**, Elektronenemission bei *K*- und *L*-Absorption 120.
 — u. **SIMONS, L.**, Ionisation 37.
 — u. **THOMAS**, Energie der Elektronenemission 120.
 — u. **WHITE, J**, *J*-Strahlung 87.
 — Absorption und Wellenlänge 106.
BARNES u. RUTHERFORD, Nutzeffekt 61.
BARY, C., Lumineszenz 46.
BEATTY, R. T., Ionisation 38.
 — Nutzeffekt 61.
 — Erregungsspannung charakteristischer Strahlung 72.
 — Streustrahlung 97.
 — Elektronenemission 117, 118.
BECKER, A. u. HOLTHUSEN, H., Ionisation 41.
- BEHNKEN, H.**, Spektrale Intensitätsverteilung 65.
BENOIST, L., Härteskala 10.
 — Absorptionsmessungen 95.
 — u. **HURMUZESCU, D.**, Spektrale Intensitätsverteilung 64.
BERGENGREN, J., Absorptionskanten bei verschiedener chemischer Beschaffenheit 94.
BESTELMEYER, A., Geschwindigkeitsverteilung sekundärer Elektronen 116.
BIGUARD, R., Lumineszenz 47.
BLAKE u. DUANE, W., *h*-Bestimmung 64.
 — *K*-Absorptionsbanden 114.
BLONDLOT, M. R., Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen 42.
BOHLIN, H., Abänderung der Debyemethode 35.
BOHR, N., Atomtheorie 3. 87. 88.
BOOS, B., Ionisierung 42.
BORDAS, Chemische Wirkung 45.
BOSANQUET, C. H., BRAGG, W. L. u. JAMES, R. W., Theorie der Interferenz 20.
BRAGG, W. H., Korpuskulartheorie 2. 59.
 — Theorie der Interferenz 15. 20.
 — Netzebenenreflexion 2. 16.
 — u. **W. L.**, Auswertung der Lauediagramme 18.
 — Stereographische Projektion 19.
 — Ermittlung der Gitterstrukturen 22.
 — u. **BRAGG, W. H.**, X-Rays and Crystals 25.
 — Methode der Spektrometrie 21.
 — Wellenlängenmessungen 80.
 — Intensitätsmessungen im Spektrum 24.
 — u. **PIERCE, S. E.**, Absorption bei verschiedener Wellenlänge 107.
BRAININ, Antikathodenmaterial u. Strahlung 8.
BRANDES, G., Lumineszenz des Auges 46.
BROCK, A. v. D., Absorptionsformel 106.
BROGLIE, M. DE, Röntgenspektren 27.
 — Gebogene Kristalle 17.
 — Verstärkungsschirm 47.
 — Wellenlängenmessung 77. 80. 86.
 — *J*-Strahlung 88.
 — Auflösung der *L*-Bande 91.
 — Magnetische Spektren der Elektronenstrahlen 122.
 — u. **DAUVILLIER, A.**, Feinstruktur der Absorptionsbanden 94.
BUMSTEAD, H. A., Nutzeffekt 60.

- CARTER, E., Energie, Nutzeffekt 60.
 CASPARI, Biologische Wirkung 49.
 CERMAK, P., Gekrümmte Kristalle 18.
 — u. STEPP, W., Biologische Wirkung charakteristischer Strahlen 49.
 CHAPMAN, J. C., Charakteristische Strahlung 68. 105.
 — Charakteristische Strahlung und Elektronengeschwindigkeit 71.
 — u. GUEST, F. D., Charakteristische Strahlung 68.
 CHRISTEN, Halbwertmesser 11.
 — Strahlenquantimeter 37.
 CLUNG, Mc u. RUTHERFORD, Absorptionskoeffizient 95.
 COMPTON, A. H., Theorie der Interferenz 20.
 — Theorie der Streuung 102.
 — u. HAGENOW, Theorie der Streuung 102.
 COOKSEY, C. D., Elektronenemission 117.
 — und UHLER, Spektrometermethode 30.
 — — Wellenlängenmessung 86.
 COOLIDGE, W. D., Röntgenröhre 8. 10.
 COSTER, D., Wellenlängenmessungen 78. 87.
 — Auflösung der *M*-Banden 91. 114.
 CROWTHER, J. A., Ionisation der Gase 37. 39.
 — β -Strahlung 88.
 — Räumliche Verteilung der Streustrahlen 98.
 — Streustrahlung der Gase 97.
- DARWIN, C. G., Theorie der Interferenz 20.
 — u. MOSELEY, H. G. J., Ermittlung der Gitterstruktur 23. 80.
 DAUVILLIER, A., Verfärbungserscheinungen 45.
 — Energiespektrum der Coolidge-Röhre 66.
 — Wellenlängenmessungen 87.
 — u. BROGLIE, M. DE, Feinstruktur der Absorptionsbanden 94.
 — u. LEDOUX-LEBARD, Brechung 12.
 — — Mindestwellenlänge 60.
 — — Nutzeffekt und Stromdichte 61.
 — — Wellenlängenmessungen 86.
 — — β -Strahlen 87.
 DAVAY, W. P., Funkenspannungen 51.
 — Wirksame Antikathodentiefe 66.
 DAVIS, BERGEN, Entstehen der Bremsstrahlen 66.
 DEBYE, P., Interferenz u. Molekularbewegung 18.
 — Struktur des Wolframs 26.
 — Entstehen charakteristischer Strahlen 90.
 — Streustrahlen 100.
 — u. SCHERRER, P., Methode der Spektroskopie 33.
 — — Unsymmetrie der Streustrahlung 100.
 DEMBER, H., Weiche Strahlen 52.
 DERSHEM, E., Breite der Linien 30.
 — Wellenlängenmessungen 86.
 DESSAUER, FR., Biologische Wirkung 49.
 — Hochspannungstransformator 2. 49.
 — u. BACK, E., Mindestwellenlänge, Uran-*K*-Strahlen 60. 86.
 — u. VIERHELLER, Streustrahlung 49. 101.
 DOLEJSEK, V., *N*-Reihe 87.
 — u. SIEGBAHN, M., Wellenlängenmessung 76.
 DORN, E., Energiemessung 60.
 — Elektronenemission 2. 115.
- DUANE, W. u. SHIMIZU, T., Antikathodenmaterial und Strahlung 8.
 — — Wellenlängenmessung 79. 86. 114.
 — u. HUNT, F. L., Mindestwellenlänge und Spannung 59. 64. 65. 72.
 — u. BLAKE, F. C., *h*-Bestimmung 64.
 — — *K*-Absorptionsbanden 114.
 — u. KANG-FUH-HU, *K*-Absorptionsbanden 74. 86. 114.
 — u. STENSTRÖM, W., Wellenlängenmessung 86. 114.
 —, PALMER, CHI-SUN-YEH, *h*-Bestimmung 64.
 — u. PATTERSON, R. A., *L*-Absorption 114.
 — — β -Strahlung 87.
 DUNLOP, M. u. BARKLA, C. G., Streukoeffizient 100.
- EINSTEIN, A., Quantengleichung 2. 59.
 EVERLING, E., Geschwindigkeit der sekundären Elektronen 117.
- FRANCK, J., u. POHL, R., Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen 43.
 FRICKE, H., Wellenlängenmessung 77.
 — *K*-Absorptionsbanden 113.
 FRIEDRICH, W., LAUE u. KNIPPING, Entdeckung der Interferenz 3. 13.
 — Interferenzen an Mikrokristallen 33.
 — Räumliche Intensitätsverteilung, Emissionsrichtung und Wellenlänge 54. 58.
 — u. KRÖNIG, Strahlentherapie 2. 49.
 FRIMANN, E., Wellenlängenbestimmung 82.
 FRITZ, STÄUING u. MARCH, Spektrometermodell 33. 95.
 FOOTE, P. D. u. MOHLER, F. L., Weiche charakteristische Strahlen 53.
- GEHLER, Verstärkungsschirm 47.
 GERLACH, W., Röntgenrohr 30.
 — Zur DEBYESchen Methode 35.
 GLOCKER, R., Meßmethoden 37. 95.
 — Absorptionsformel 65. 107.
 — Strahlenanalysator 75.
 — u. TRAUB, W., Schwärzungsgesetz 44.
 GOLDSTEIN, E., Verfärbungen 46.
 GORTON, Meßmethode 28.
 GOUY, G., Brechung 11.
 GUILLEMINOT, H., Lumineszenz 47.
 GUNDELACH, E., Röntgenröhren 4.
- HADDING, A., Röntgenröhre 31.
 HAGA, H., Polarisation 57. 100.
 — u. WIND, C. H., Beugung 2. 12.
 HAM, W. R., Polarisation 56.
 — Räumliche Intensitätsverteilung 58.
 — Wirksame Antikathodentiefe 66.
 HARDY, A., u. WILCOCK, Chemische Wirkung 45.
 HARTMANN, Mikrophotometer 14.
 HERWEG, J., Spektrometermethode 28.
 — Polarisation 57.
 — Ionisation 39.
 — Räumliche Verteilung der Elektronen 118.
 HERTZ, G., Auflösung der *L*-Banden 91.

HERTZ, G., Dublettengesetz 92.
 HEWLETT, C. W., γ -Strahlung 88.
 — Streukoeffizient 101.
 — Absorption und Wellenlänge 109.
 HJALMAR, E., Wellenlängenmessung 77. 78.
 HODGSON, M. B., Lumineszenz 47.
 HÖPFNER, E., Auszählung sekundärer Elektronen 119.
 HOLTHUSEN, H., Ionisierung 41.
 — Streukoeffizient 101.
 HOLTSMARK, J., Langwellige Strahlen 53.
 — G., Absorption 96.
 HOLWECK, Absorption langer Wellen 110.
 HOLZKNECHT, G., Chemische Wirkung 45.
 HUGHES, A. L., Langwellige Strahlen 53.
 HULL, A. W., Kristallstrukturen 26.
 — Spektrometernmethode 26. 35.
 — Mindestwellenlänge 59.
 — Spektrale Intensität 61. 62.
 — Homogenisierung durch selektive Absorption 75.
 — u. RICE, M., Streukoeffizient 101.
 — — Absorption und Wellenlänge 108.

INNES, P. D., Geschwindigkeit sekundärer Elektronen 116.

JAMES, R. W., BRAGG u. BOSANQUET, Theorie der Interferenz 20.

JÖNSSON, E. u. SIEGBAHN, M., Transmissionsmethode 29.
 — — Wellenlängenmessung 86. 114.

KANG-FUH-HU, Sekundäre Elektronengruppen 121.

— u. DUANE, W., K -Absorptionsbanden 74. 86. 114.

KAUFMANN, W., Demonstration d. Streustrahlen 96.

— Absorptionsgesetz 102.

KAYE, G. W. C., X-Rays 1.

— Antikathodenmaterial und Strahlung 6. 69.

— Räumliche Intensitätsverteilung 58.

KEENE, H. B., Interferenz an Mikrokristallen 33.

KIRSCHBAUM, H., Räumliche Verteilung der Bremsstrahlen 55. 59.

KNIPPING, Interferenz an Mikrokristallen 33.

—, FRIEDRICH u. LAUE, M. v., Entdeckung der Interferenzen 3. 13.

KOCH, P. P., Photometrierung der Beugungsbilder 12.

KÖNIG, W., Einführung der Antikathode 3.

KOSSEL, W., Entstehen der Spektren 90.

— Feinstruktur der Banden 94.

— Absorption und Wellenlänge 106.

KROO, J., Entstehen der charakt. Strahlung 90.

KURTH, E. H., Lange Röntgenwellen 53.

KÜSTNER, H., Pulvermethode 35.

LANG, M., Wellenlänge und Emissionsrichtung 55.

LAUE, M. v., Interferenzmethode 2. 13.

— Theorie der Rauggitterinterferenzen 15.

LEDOUX-LEBARD und DAUVILLIER, Strahlenbrechung 12.

— — Nutzeffekt und Strahldichte 61.

— — Mindestwellenlängen 60.

— — Wellenlängenmessungen 86.

— — γ -Strahlen 87.

LENARD, P., Quantitatives über Kathodenstrahlen 41. 66.

LEVY, Chemische Wirkung 45.

LIEBEN, R. v., Geschwindigkeit sekundärer Elektronen 116.

LILIENFELD, J. E., Gasfreie Röhren 8. 10.

— Nutzeffekt und Strahldichte 61.

— Spektrale Intensitätsverteilung 62.

LOEBE, W. W., Räumliche Intensitätsverteilung der Bremsstrahlen 59.

LÖWENTHAL, J., Medizinische Ausnützung der charakteristischen Strahlen 49.

LUMIÈRE, Photographische Wirkung 44.

LÜPPO-CRAMER, Photographische Wirkung 45.

MALMER, J., Wellenlängenbestimmungen 82.

MARCH, A., Spektrale Verteilungsformel 65.

—, STAUDING u. FRITZ, Spektrometer für medizinische Praxis 33. 95.

MARX, E., Geschwindigkeitsmessung an Röntgenstrahlen 42.

MELANS, Absorption mehratomiger Körper 95.

MERRITT u. NICHOLS, Lumineszenz 46.

MEYER, St. u. SCHWEIDLER, E., Verfärbung 46.

MILLER, C. D., Absorption und Wellenlänge 107.

MOHLER, F. L. u. FOOTE, P. D., Sehr weiche charakteristische Strahlen 53.

MOORE, H., Sekundäre Elektronenstrahlung 115.

— Sekundäre Elektronenstrahlung als Ionisierungsursache 39.

MOSELEY, H. H., Vakuumspektrograph 30.

— Gesetze der Linienspektren 27. 80. 89.

— u. DARWIN, C. G., Spektrometer 37. 80.

— — Intensität der Reflexionsbilder 23.

MÜLLER, A., Wellenlängenbestimmungen 79.

NICHOLS u. MERRITT, Lumineszenz 46.

NICOL, J. u. BARKLA, C. G., Charakteristische Strahlung 67.

NIGGLI, P., Röntgenspektroskopie in der Mineralogie 25.

OWEN, E. A., Ionisation 38.

— Räumliche Verteilung der Streustrahlen 98.

— Absorptionsgesetze 102. 104. 107.

PALMER, CHI-SUN-YEH, DUANE, h -Bestimmung 64.

PATTERSON, R. A. u. DUANE, W., L -Absorptionskanten 114.

— γ -Strahlung 87.

PEALING, Streustrahlung 99.

PERRIN, J., Streustrahlung 97.

PHILPOT, A. J., u. BARKLA, C. G., Ionisation 38.

- POHL, R. u. FRANCK, J., Geschwindigkeitsmessung 43.
 — u. WALTER, B., Beugungsversuche 2. 12.
 POLANYI, M., Faserstruktur 26.
 — u. WEISSENBERG, Faserdiagramme 26.
- RAUSCH V. TRAUBENBERG, H.**, Spezialröntgenröhre 31. 36.
 RICE, M. u. HULL, A. W., Streukoeffizient 101.
 — Absorption und Wellenlänge 108.
 RICHTMYER, F. K., Absorptionsmessungen 88. 101. 109.
 RIGBI, A., Sekundäre Elektronen 115.
 RINNE, F., Feinbau der Materie 25.
 ROBINSON, H. u. RAWLINSON, W. F., Gruppen sekundärer Elektronen 121.
 ROHMANN, H., Interferenz an gekrümmten Netzebenen 17.
 — Wellenlängenbestimmungen 81.
 RORTI, A., Streustrahlen 97.
 RUBINOWICZ, A., Auswahlprinzip 93.
 RUTHERFORD u. ANDRADE, Transmissionsmethode 28.
 — u. BARNES, Nutzeffekt 61.
 — u. MC CLUNG, Luminiszenz 47.
 — Nutzeffekt 60.
 — Absorptionskoeffizient 95.
- SADLER, C. A.**, Streustrahlung 97.
 — Absorptionskoeffizienten 105.
 — Absorption sekundärer Elektronen 117.
 — u. BARKLA, C. G., Charakteristische Strahlung 2. 67. 102.
 — Streuungskoeffizient 100.
 — u. STEVEN, Absorptionskoeffizient u. Wellenlänge 105.
 SAGNAC, G., Streustrahlen 96.
 SALZMANN, F., Medizinische Ausnützung charakteristischer Strahlen 49.
 SCHAUM, K. u. VOLLMER, M., Photographische Wirkung 43. 45.
 SCHERRER, P. u. DEBYE, P., Methode der Kristallpulverinterferenz 33.
 — Unsymmetrie der Streustrahlung 100.
 SCHMIDT, K. E. F., Interferenz an Mikrokristallen 33.
 SCHWEDLER, E. u. MEYER, St., Verfärbungen 40.
 SCHÜCKNECHT, C., Luminiszenz 46.
 SEFMANN, H., Spektroskopische Methoden 29. 35. 115.
 — Wirkung der Kristallfehler 28.
 SEITZ, W., Nutzeffekt 61.
 — Sekundäre Elektronen 116. 118.
 SHEARER u. BARKLA, Elektronengruppen 120.
 SHIMIZU u. DUANE, Wellenlängenbestimmungen 77. 79. 86.
 SIEGRAHN, M., Wellenlängenbestimmungen 77. 82. 86. 100.
 — Methode der Spektroskopie 28.
 — Vakuumspektrograph 31.
 — Spezialröhren 32. 82.
 — u. JÖNSSON, E., Transmissionsmethode 29.
 — Wellenlängenmessungen 86. 114.
 — u. WINGARDH, Absorptionswellenlängen 107.
- SIMONS, L., Sekundäre Elektronen 121.
 SMEKAL, A., Entstehen der Linienspektren 92.
 SOMMERFELD, A., Impulstheorie 2. 54.
 — Entstehen charakteristischer Strahlen 3. 88.
 — Räumliche Intensitätsverteilung 57.
 — Intensitätsverteilung im Beugungsbild 12.
 — Liniendoubletten 92.
 STARK, JOH., Räumliche Verteilung der Impulsbreite 55.
 STAUING, MARCH u. FRITZ, Spektrometermodell 33. 95.
 STENSSON, N., Wellenlängenbestimmung 86.
 STENSTRÖM, W., Wellenlängenbestimmungen 82. 91. 94. 114.
 — Feinstruktur der M-Banden 91.
 — u. DUANE, Wellenlängen 86. 114.
 STEPP, W. u. CERMAK, P., Medizinische Verwendung der charakteristischen Strahlen 49.
 STOKES, G. G., Impulstheorie 53.
 SWINNE, R., Entstehen der charakteristischen Strahlung 91.
 SWYNGEDAUF, Sekundäre Elektronen 115.
- TERRADA**, Lauebilder auf Leuchtschirm 17.
 THOMAS u. BARKLA, Energie der sekundären Elektronen 120.
 THOMSON, J. J., Impulstheorie 2. 53.
 — Ionisation 39.
 — Lange Röntgenwellen 53.
 — Theorie der Streustrahlen 98.
 — Geschwindigkeit sekundärer Elektronen 118.
 TRAUB, W. u. GLOCKER, R., Schwärzungsgesetz 44.
 TRIVELLI, A. P. H., Photographische Wirkung 45.
- UHLER u. COOKSEY**, Spektroskopische Methode 30.
 — Wellenlängenbestimmung 86.
 ULLREY, C. T., Spektrale Intensitätsverteilung 63. 65.
- VEGARD, L.**, Polarisation 56.
 — Entstehen der charakteristischen Strahlen 90.
 VILLARD, P., Chemische Wirkung 45.
 — u. ABRAHAM, Hochspannungsvoltmeter 60.
- WAGNER, E.**, Drehkristallmethode 28.
 — Wellenlänge und Emissionsrichtung 55. 59.
 — Spektrale Intensitätsverteilung 62.
 — h -Bestimmung 64.
 — Wirksame Antikathodentiefe 66.
 — Wellenlängenbestimmungen 82. 91. 112. 114.
 WALTER, B., Magnetische Ablenkung 2. 11.
 — Wasserkühlröhre 4.
 — Brechungsversuche 11.
 — Chemische Wirkung 45.
 — Streustrahlung und Atomgewicht 97.
 WEBSTER, D. L., h -Bestimmung 64.
 — Intensität charakteristischer Strahlen 73.
 — u. CLARK, Spektrale Energieverteilung 74.
 — Absorptionswellenlängen 114.
 — Brechungsversuche 12.

- WEEKS, Nutzeffekt 61.
 WENTZEL, G., Entstehen der einzelnen Spektrallinien 92.
 — Auswahlprinzip 94.
 WICK, F. G., Lumineszenz 46.
 WIDDINGTON, R., Erregungsspannung der charakteristischen Strahlung 70. 72.
 Reichweite sekundärer Elektronen 118.
 WIECHERT, E., Impulstheorie 2. 53.
 WIEDEMANN u. SCHMIDT, Verfärbung 46.
 WIEN, W., Impulstheorie 2. 54.
 — Nutzeffekt 60.
 WILLCOCK, M. u. HARDY, A., Chemische Wirkung 45.
 WILSON, A. H., Theorie der Laueinterferenzen 20.
 — C. T. R., Kondensationsversuche 39.
 WIND, C. H. u. HAGA, H., Beugung 2. 12.
 WINGARDH, K. A., Absorptionswellenlängen 110.
 — u. SIGMANN, M., Wellenlängen 107.
 WOLFF, W., Charakteristische Strahlen erzeugt durch Lenardfensterelektronen 70.
 WOOLLEN, B. A., Spektrale Energieverteilung 74.
 — Absorption in Glas 110.
 WULFE, G., Theorie der Interferenz 17.
 ZECHER, G., Wellenlänge und Emissionsrichtung 55.

Sachverzeichnis.

- A**bsorption, allgemeines über 95.
 — durch Fluoreszenz 102.
 — selektive 75. 105.
 — sekundär emittierter Elektronen 117.
 Absorptionsbanden 75. 84. 112.
 — Auflösung der 91.
 — Feinstruktur der 94.
 Absorptionskoeffizient, linearer 95.
 — Massen- 95.
 — Gesamt- 96.
 — der Fluoreszenzstrahlung 96. 103. 107. 111.
 — in Abhängigkeit von der Wellenlänge 105.
 — bei K-, L-, M-Erregung 105.
 Absorptionsvorgang im Atom 89.
 Antikathode gasfreier Röhren 9.
 — gashaltiger Röhren 4.
 Antikathodenabstand 6.
 Antikathodenmaterial 6.
 — und Intensitätsverteilung 61.
 Atomabsorptionskoeffizient 107.
 Atomtheorie, Bohrsche 3. 88.
 Auflösungsvermögen eines Kristalles 27.
 Auge, Fluoreszenz des 46.
 Ausgangsniveaus der Elektronen 92.
 Aussonderung charakteristischer Strahlen 75.
 Auswahlprinzip 93.
 Auszählung der sekundären Elektronen 119.
- B**iegung der Röntgenstrahlen 2. 12.
 Bezeichnung der Linien 83.
 Bildbreite der Spektrallinien 27.
 Biologische Wirkungen 48.
 BRAGGSche Methode der Spektroskopie 21. 26.
 Brechungsversuche 11.
 Bremsstrahlung 2. 50. 66. 72.
 Bremszeit 54.
 Brennfleckveränderungen 7.
 BUNSENS Schwärzungsgesetz 45.
- C**harakteristische Strahlung 67.
 — Entstehen der 88.
 Chemische Wirkungen 43.
 Coolidgeöhre 9.
- D**rehkristall 17. 21.
 Dubletten, reguläre und irreguläre 92.
- E**lektronenemission der Glühkathode 9.
 Elektronenstrahlung, sekundäre 2. 115.
 Elektronenstrahlung, Intensität der 116.
 — — Energie der 120.
 — — magnetische Auflösung der 121.
 — — und Wellenlänge der Erregerstrahlen 120.
 Emissionsvorgang im Atom 89.
 Endniveaus der Elektronen im Atom 92.
 Energie der Röntgenstrahlen und Elektronen-
 dichte 61.
 — und Ionisation 37. 42.
 Energiemessungen an Kathoden- und Rönt-
 genstrahlen 60.
 Energieniveaus im Atom 91.
 Energiespektrum 63.
 — der Rhodium-Antikathode bei verschiedener
 Spannung 74.
 Energieverteilungsformeln 65.
 Entgasung der Elektroden 8.
 Erregungsspannungen 71.
 — und Kernzahl 72.
 Erwärmung der Antikathode 4.
 — der Kathode 6.
- F**aserdiagramme 26.
 Feinstruktur der Absorptionsbanden 94.
 Fensterröhre 52.
 Fluoreszenz erregt durch Röntgenstrahlen 46.
 Fluoreszenzstrahlung (s. auch charakteristische
 Strahlung) 67.
 Frequenzbedingung 89.
 Funkenlängen 51.
- G**ase, dichte, in Ionenkammern 37.
 Gasfreie Röhren 8.
 Gashaltige Röhren 3.
 Gasokklusion 8.
 Geschwindigkeit der Elektronen, nötig zur
 Erregung charakteristischer Strahlen 70.
 — der sekundären Elektronen 117.
 Geschwindigkeitsmessungen der Röntgen-
 strahlen 42.
 Gitterstruktur 22. 35.
 — im kubischen System 25.
 — des Diamants 26.
 Glühkathoden, Elektronenemission von 9.
- h**-Bestimmungen 64.
 Halbwertmesser 11.
 Halbwertschicht 68. 95.
 Härtmessung 11.

Heilwirkung der Röntgenstrahlen 48.
Historische Übersicht 1.
Hohlspiegelkathode 3.

Impulsbreite 54.

— räumliche Verteilung der 55.

Impulstheorie 53.

Intensität der charakteristischen Strahlung 74.
— der sekundären Elektronenstrahlung 116. 119.

— und Erregungsspannung charakteristischer Strahlen 73.

— der kontinuierlichen Strahlung 73.

— der Spektren verschiedener Ordnung 18. 24.

— Gesamt-, Messung der 36.

Intensitätsverteilung und Antikathodenmaterial 61.

— räumliche 57.

— im Spektrum 62.

— und Spannung 65.

Interferenz 11.

Interferenzreflexion 16.

— an gekrümmten Kristallflächen 17.

— an Mikrokristallen 33.

Interferenzversuche v. LAUES 3. 13.

— bei regulärer Anordnung der Elektronen 100.

Ionenkammern 37.

Ionisierung 36.

— in Gasen 37.

— Einfluß der Kammerwände auf die 41.

J-Strahlung 87.

Kathode, bei gasfreien Röhren 9.

— bei gashaltigen Röhren 3.

— Erwärmung 6.

— Zerstäubung der 3.

K-Reihe 68. 76. 84.

— Wellenlängentabelle 76.

Kombinationsprinzip 90.

Kondensationsversuche WILSONS 39.

Korpuskulartheorie der Röntgenstrahlen 2. 59.

Kristallfehler, Wirkung der — auf die Spektren 28.

Längste Wellen 53.

Lauediagramme 14.

— Auswertung der 15. 18.

Lilienfeldröhre 9. 10.

Linienbezeichnungen 83.

Lochkammermethode 29.

L-Reihe 68. 78. 86.

— Wellenlängentabelle 78.

Luminiszenz, Intensitätsmessung durch 47.

Luminiszenzerregung durch Röntgenstrahlen 46.

Magnetische Ablenkung der Röntgenstrahlen 2. 11.

— Auflösung der sekundären Elektronenstrahlen 121.

Massenabsorptionskoeffizient (s. auch Absorptionskoeffizient) 95.

Maximumröhre 5.

Meßmethoden der Röntgenspektroskopie 13. 21.

24. 28. 33. 36. 83.

CERMAK, Röntgenstrahlen.

Methoden, spektroskopische (s. auch Röntgenspektroskopie) 26ff.

Mindestgeschwindigkeit der erregenden Elektronen 59. 70.

Mindestwellenlängen 64.

MOSELEYS Formeln 81. 89.

M-Reihe 81. 86.

MÜLLERSche Indizes 19.

Nebelversuche WILSONS 39.

Netzebenen 15.

— Dichte auf den 20.

Netzebenenabstand bei Steinsalz 23.

— Kalzit 33.

Netzebenenreflexion 16. 25.

N-Reihe 87.

Nutzeffekt 60.

Osmoregenerierung 8.

Phosphoreszenz der Gase bei Bestrahlung 46.

Photographische Wirkungen 43.

— — und Intensitätsmessung 45.

Polarisation 55.

— teilweise 57.

— der Streustrahlen 2. 100.

Polarisationseinfluß bei sekundärer Elektronenemission 118.

Quantentheorie und Bremsstrahlung 59.

— und Intensitätsverteilung 63.

Raumgitter 13.

Räumliche Intensitätsverteilung 57.

— — der sekundären Elektronen 118.

Reflexionskurven verschiedener Netzebenen 22. 25.

Reflexionsversuche 11.

Regenerierungsvorrichtungen 8.

Reichweite sekundärer Elektronen 118.

Röntgenröhren 3. 31. 36. 83.

RÖNTGENS erste Untersuchungen 1. 3. 11. 36. 43. 95. 115.

Röntgentransformator 2.

RYDBERGSche Konstante 89.

Sättigungsstrom 37.

Schärfe der Interferenzflecke 18.

Schneidenmethode 28.

Schwärzungskurven 44.

Schwellenwert der photographischen Wirkung 45.

Sekundäre Elektronen 115.

— — als Ursache der Ionisierung 38.

— Elektronenstrahlung in Abhängigkeit von der erregenden Wellenlänge 121.

Selbstevakuierung 8.

Selektive Absorption 75. 105.

Selen, Wirkung auf 47.

Siederöhren 4.

Spektrale Intensitätsverteilung 62.

Spektroskopie, v. LAUES Methode 13. 20.
 — BRAGGSche Methode 21. 26.
 — DEBYES, HULLS Methode 33.
 — RUTHERFORDS Methode 28.
 — SEEMANNS Methode 29.
 — Selbstregistrierende Methode 24.
 Spezialröhren für Spektroskopie 31. 36. 83.
 Strahlenanalysator, GLOCKERS 75.
 Stereographische Projektion 19.
 STOKESSches Gesetz 79. 96.
 Streustrahlung 79. 96.
 — Räumliche Verteilung der 98.
 — Polarisation der 2. 100.
 — Theorie der 98.
 Streuungskoeffizient, Zahlenwerte 100.
 Streuvermögen der Gase 97.

Theorie der Beugung an Mikrokristallen 33.
 — der Interferenzerscheinungen 15. 18. 20.
 — der Streustrahlung 98.
 Tiefe, wirksame, der Antikathode 66.
 Tiefentherapie 49.
 Transmissionsmethode 28.

Umfang des Röntgenspektrums 50.
 Unsymmetrie in der Verteilung der Streustrahlen 100.

Vakuumspektrographen 30.
 Verbrennungen durch Röntgenstrahlen 50.
 Verdampfung der Antikathode 10.

Verfärbungserscheinungen 45.
 Verstärkungsschirm 47.
 Verteilung, räumliche, der Elektronenstrahlung 118.
 — — der Fluoreszenzstrahlen 99.
 — — der Streustrahlen 99.
 — spektrale 62. 121.

Wand, Einfluß der — auf die Ionisation in der Kammer 41.
 Wärmebewegung und Intensität der Spektren 18.
 Wasserkühlröhren 4.
 Weichste Röntgenstrahlen 53.
 Wellenlänge und Atomzahl 85.
 — und Emissionswinkel 55.
 Wellenlängen der Fluoreszenzstrahlen 68. 80.
 — der *K*-Reihe 76.
 — der *L*-Reihe 78.
 — der *M*-Reihe 81.
 — der *N*-Reihe 87.
 — der Absorptionsbanden 113.
 Wirkungsquantum 59.
 — Bestimmung des 64.
 Wolframlinien, Bild der 87.

Zangenröhre 5.
 Zellen, Wirkung auf gesunde und kranke 48.
 Zerstäubung 8. 10.
 Zerstreungsvermögen, Einfluß des — auf Intensität der Spektren 24.
 Zonenachse 18.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus

bearbeitet von zahlreichen Fachgelehrten

herausgegeben von

Prof. Dr. L. Graetz

Bis jetzt liegen die Bände I—IV vollständig vor:

- Band I: **Elektrizitätserregung und Elektrostatik.** VIII, 760 Seiten mit 226 Abb. 1918.
G.-Z. 32, in Halbleinen geb. G.-Z. 38, in Ganzleinen geb. G.-Z. 40.
- Band II: **Stationäre Ströme.** X, 772 Seiten mit 735 Abb. 1921.
G.-Z. 32, in Halbleinen geb. G.-Z. 38, in Ganzleinen geb. G.-Z. 40.
- Band III: **Elektronen und Ionen.** XII, 1074 Seiten mit 457 Abb. im Text. 1923.
G.-Z. 48, in Halbleinen geb. G.-Z. 54, in Ganzleinen geb. G.-Z. 56.
- Band IV: **Magnetismus und Elektromagnetismus.** X, 1360 Seiten mit 685 Abb. 1920.
G.-Z. 58, in Halbleinen geb. G.-Z. 64, in Ganzleinen geb. G.-Z. 66.

Einbanddecken stehen bei Komplettwerden eines jeden Bandes zur Verfügung.

Über den Erscheinungstermin von Band V kann noch nichts gesagt werden.

Die Natur: Von dem hier bereits angezeigten Monumentalwerke liegt eine weitere Lieferung vor. Auch diese Lieferung bestätigt den Eindruck, daß die Wissenschaft hier ein für eine ganze Generation maßgebendes Werk empfängt. Meisterhaft ist die Auswahl aus dem überreichen Stoffe, von hervorragender Klarheit die Diktion.

Zeitschrift für physikalische Chemie: Der Herausgeber hat sich gerade auf dem Gebiete der Abfassung gleichzeitig exakter und verständlicher Lehrbücher einen so ausgezeichneten Namen gemacht, daß an der Durchführung des groß angelegten Unternehmens nicht gezweifelt werden darf, zumal das Verzeichnis der Mitarbeiter erweist, daß es ihm tatsächlich gelungen ist, die führenden Forscher des Gebietes fast lückenlos zu vereinigen.

JAEGER, WILHELM, Elektrische Meßtechnik. Theorie und Praxis der elektrischen und magnetischen Messungen. 2. vermehrte Auflage. XXXII, 528 Seiten mit 581 Abbildungen im Text. 1922.
G.-Z. 20, geb. G.-Z. 25.

Glaser's Annalen für Gewerbe und Bauwesen: Das Buch von Jaeger über elektrische Meßtechnik entspricht einem lang empfundenem Bedürfnis. Infolge der langen Tätigkeit des Verfassers bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt liegt hier ein Buch vor, dessen Wert bei den darin niedergelegten Erfahrungen und der erschöpfenden Gründlichkeit seines Inhalts jedem, der elektrische oder magnetische Messungen zu wissenschaftlichen und technischen Arbeiten vorzunehmen hat, zugute kommen.

AUERBACH, FELIX, Geschichtstafeln der Physik. V, 150 Seiten. 1910. G.-Z. 4, geb. G.-Z. 6

Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht: Ein Vergleich mit Darmstädters Handbuch zeigt, daß der Stoff viel reicher ist als dort und daß es seine gute Berechtigung hatte, neben jedem umfassenden Werke ein solches spezielles Nachschlagebuch für die Physik zu schaffen. Das Handbuch wird als kürzeres handliches Hilfsmittel vielfach gute Dienste leisten können.

AUERBACH, FELIX, Moderne Magnetik. VIII, 304 Seiten mit 167 Abbildungen im Text. 1921.
G.-Z. 10, geb. G.-Z. 13.

Neueste Erfindungen und Erfahrungen: Das Buch ist sehr geschickt abgefaßt und gibt einen vortrefflichen Überblick über die Magnetik. Es ist zu bewundern, mit welchen geringen Mitteln es der Verfasser verstanden hat, den Leser auf die Höhe der neuesten Forschungen zu bringen. Einer weiteren Empfehlung bedarf ein so vorzügliches Werk nicht.

Der deutsche Verkaufspreis wird errechnet durch Multiplikation der Grundzahl (G.-Z.) mit der jeweilig vom Börsenverein und Deutschen Verlegerverein festgesetzten Schlüsselzahl.

Nach dem Ausland wird in der Währung des betr. Landes geliefert. Die angegebenen Grundzahlen sind gleichzeitig die Auslandspreise in Schweiz, Franken. — Lieferungsmöglichkeit vorbehalten.

DESSAU, BERNHARD, Lehrbuch der Physik. Vom Verfasser aus dem Italien. übertragen. 2 Bände.
Band 1: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, VIII, 667 Seiten mit 490 Abb. 1922.

G.-Z. 15, geb. G.-Z. 20.

Band 2: Optik und Elektrizitätslehre. Erscheint im Laufe 1923.

Technische Rundschau: Die Darstellung ist elementar gehalten und besticht durch ihre klare Sprache und die Strenge des Ausdrucks, so daß der Leser bei seiner Wanderung bis zum Ende angeregt bleibt, namentlich im Hinblick darauf, daß überall Beispiele aus der Technik angeführt sind, die für den werdenden Ingenieur von besonderer Bedeutung sind.

Man kann füglich behaupten, daß sich dieses Lehrbuch der Physik aus ähnlichen Werken sehr vorteilhaft heraushebt und darum wird es zweifellos seinen Weg in technischen Kreisen machen. Druck und Abbildungen sind gleich ausgezeichnet.

WIEN, W., Vorträge über die neuere Entwicklung der Physik und ihrer Anwendungen. Gehalten im Baltenland im Frühjahr 1918 auf Veranlassung des Oberkommandos der 8. Armee. IV, 116 Seiten. 1919.

Kart. G.-Z. 3,5.

Bildet naturwissenschaftliche Vorträge, im Felde gehalten, Band 2.

Zeitschrift für technische Physik: Als eine dem gegenwärtigen Stand unserer physikalischen Anschauungen kennzeichnende Zusammenfassung kann die kleine Schrift warm empfohlen werden. Die Aufgabe, die ungeheuren Umwälzungen in den physikalischen Theorien und die Fülle neuerkannter Tatsachen in einem kleinen Heftchen darzustellen, und zwar verständlich für weite Kreise, konnte kaum besser gelöst werden.

Aus der Natur: In 3 Vorträgen gibt der Verfasser einen Überblick über die wichtigsten Fortschritte der Physik und der zugehörigen Technik während der letzten Jahrzehnte. Wer diese Zeit mit Bewußtsein durchlebt hat, freut sich, in dem Buche auf engstem Raum die geradezu ungeheure Fülle von Entdeckungen zusammengestellt zu finden, mit welcher die physikalische Wissenschaft ihre Jünger überschüttet hat.

PLANCK, MAX, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. 4. abermals umgearbeitete Auflage XII, 224 Seiten mit 6 Abb. 1921.

5. Auflage unter der Presse.

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: Das vorliegende Werk über Theorie der Wärmestrahlung dürfen wir rückhaltlos als eine Leistung allerersten Ranges begrüßen. Das ist vielleicht das Bewundernswerteste an dem Buche, zu sehen, wie mit geringen Mitteln der Verfasser es verstanden hat, den Leser auf die Höhe der Forschung zu bringen.

CHRISTIANSEN, C., Elemente der theoretischen Physik, herausgegeben von Professor Dr. Johs. J. G. Müller. Mit einem Vorwort und einem Nachruf auf C. Christiansen von Prof. Dr. Eilhard Wiedemann-Erlangen. 4. verbesserte Auflage. XXIV, 680 Seiten mit 152 Abb. im Text. 1921.

G.-Z. 16, geb. G.-Z. 20.

Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht: Das Buch entwickelt auf beschränktem Raume die wichtigste Lehre der theoretischen Physik so weit, daß nach der Durcharbeitung der Student Originalarbeiten, die nicht allzu eingehende Fragen betreffen, verstehen kann. Es ist sehr geschickt abgefaßt und gibt einen vortrefflichen Überblick über die theoretische Physik.

Elektrotechnische Zeitschrift: Das Buch ist für das Anfangsstadium im hohen Grade geeignet und dürfte namentlich auch den Studierenden der technischen Wissenschaften wegen der knappen Form der Darstellung aufwärmste zu empfehlen sein. Wir zweifeln nicht, daß es sich bald in weiteren Kreisen einführen wird.

ELBS, KARL, Die Akkumulatoren. Eine gemeinfaßliche Darlegung ihrer Wirkungsweise, Leitung und Behandlung. 5. verbesserte Auflage. 48 Seiten mit 3 Figuren im Text. 1919. G.-Z. 1,4.

Basteln und Bauen: Das Büchlein, das sich trotz seiner Kürze und Einfachheit in der Praxis immer wieder bewährt, ist nunmehr in 5. Auflage erschienen. Die Wirkungsweise, Leitung und Behandlung der Akkumulatoren wird hier eingehend besprochen und erklärt. Für Bastler, die das Bedürfnis haben, sich mit der Einrichtung, Verwendung und Behandlung kleiner Akkumulatoren betraut zu machen, wird dieses Schriftchen von Nutzen sein.

PETZOLDT, JOSEPH, Die Stellung der Relativitätstheorie in der geistigen Entwicklung der Menschheit. 2. verbesserte und vermehrte Auflage. VIII, 98 Seiten mit 2 Abbildungen im Text. 1923.

G.-Z. 2,7, geb. G.-Z. 4.

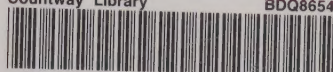
Die vorliegende Schrift unterscheidet sich scharf von allen anderen erkenntnistheoretischen Schriften zur Relativitätstheorie. Sie legt den Nachdruck auf die klare Herausstellung der realen und hypothetischen physikalischen Grundlagen der letzteren und auf sich die daraus ergebende Einreihung in die Hauptlinie des menschlichen Denkens. Durch die Hinzufügung der §§ 37 ff. gelangt jener Gegensatz zu deutlicher Ausprägung, und das dürfte wieder dem Verständnis der Begründung des Ganzen zugute kommen.

Der deutsche Verkaufspreis wird errechnet durch Multiplikation der Grundzahl (G.-Z.) mit der jeweilig vom Börsenverein und Deutschen Verlegerverein festgesetzten Schlüsselzahl.

Nach dem Ausland wird in der Währung des betr. Landes geliefert. Die angegebenen Grundzahlen sind gleichzeitig die Auslandpreise in Schweiz, Franken. — Lieferungsmöglichkeit vorbehalten.

7.R.32.
Die Röntgenstrahlen. 1923
Countway Library

BDQ8654



3 2044 045 463 619

7.R.32.

Die Röntgenstrahlen. 1923

Countway Library

BDQ8654



3 2044 045 463 619